(13) PROCESSING COPY

D507933 (14)

CENTRAL INTELLIGENCE AGENCY

INFORMATION REPORT

25X1

S-E-C-R-E-T

COUNTRY	USSR	REPORT	
SUBJECT	34 Technical Reports Published by the Soviet Academy of Sciences	DATE DISTR.	8 June 1956
		NO. OF PAGES	3
DATE OF INFO.		REQUIREMENT NO.	RD
PLACE ACQUIRED		REFERENCES	25X1

This is UNEVALUATED Information

25X1

THE SOURCE EVALUATIONS IN THIS REPORT ARE DEFINITIVE.
THE APPRAISAL OF CONTENT IS TENTATIVE.
(FOR KEY SEE REVERSE)

Description of Attachments:

25X1

1. Drainage of Hydrotechnical Tunnels by G. M. Lomize and V. M. Nasberg.
2. Filtration of a Canal with the Aid of Double Drainage Dams by G. N. Pykhteyev.
3. Inflow into Pores of Stratum with Variable Pressure on Contour of Feeding Pump (parameter of strata and inflow to be determined by use of isobar chart) by I. A. Charnyy.
4. Flow of Subsoil Waters in Dams, Locks, and Canals by N. N. Verigin.
5. About the Selection of the Degree of Computed Speed of Air in Axial Compressors, Conveyances, and Gas Turbine Power Plants by B. M. Likhterov.
6. Vortical (vortex) Energy-divider of the Flow by M. G. Dubinsky.
7. Theory of Stabilization of the Course of a Robot Airplane Assisted by an Automatic Pilot, with the Constant Speed of a Servo-motor by A. A. Andronov and N. N. Bautin.
8. About the Movement of a Material Point within a Rapidly Revolving Crane by E. M. Goldin. 25X1
9. Geometrical Presentations of the Theory of Communications (Geometricheskiye Predstavleniya v Teorii Svyazi) by E. L. Blokh and A. A. Karkevich.

S-E-C-R-E-T

...(S) NOT
...MED - POOR COPY

STATE	X	ARMY	X	NAVY	X	AIR	X	FBI		AEC		OSI/Ev	x		

NOTE: Washington distribution indicated by "X"; Field distribution by "#".

(13)

10. On the Question of the Nature and Movement of Unexpected Ejections of Coal and Gases by V. S. Kravchenko.

25X1

11. Electric Conductivity and Heat Conductivity of Several Copper-Nickel Sulphide Alloys by D. M. Chizhikov, Z. F. Gulyanitskaya, and N. N. Bogovarova.

12. About the Kinetics of Isothermic Formation of Austenite by A. P. Gulyayev and V. M. Zalkin.

13. Properties of Durability and Plasticity of the Alloy Construction of Steel by M. P. Braun and Ye. Ye. Maystrenko.

14. The Influence of Pressure on the Variability of Soaked Minerals in Oil Collectors by M. A. Geyman, V. B. Shneyerson, and A. G. Mamikonov.

15. Kinetics of Regeneration in Dust-detecting Catalizators by K. P. Lavrovskiy and A. L. Rosental.

16. About the Periodic Downfall of Solid Solutions by V. I. Prosvirin.

17. Study of Wear and Tear during Dry Friction and Increased Temperatures by P. Ye. Dyachenko, O. Ye. Kestner, and L. A. Chatynyan. Remarks by M. M. Karabeynik.

18. Gamma-Radiation and the Disintegration Process of La140 by L. V. Arkhangelskiy B. S. Dzhelepov, N. N. Zhukovskiy, V. P. Prikhodtseva, and Yu. V. Kholnov.

19. Gamma-Radiation of Au198 by B.S. Dzhelepov, N. N. Zhukovskiy, V. P. Prikhodtseva, and Yu. V. Kholnov.

20. Comparative Study of Light Atoms Through Methods of Magnetic Analysis (Issledovaniye Urovney Legkikh Yader Metodom Magnitnogo Analiza) by L. M. Khromchenko.

21. Gamma-Spectre of Ir192 by M. P. Glazunov, B. S. Dzhelepov, and Yu. V. Kholnov.

22. Gamma-Radiation of Eu152 - 154 by B. S. Dzhelepov, N. N. Zhukovskiy, and V. G. Nedovesov.

23. Study of Several Instances of Angular Correlation by A. P. Grinberg and I. Kh. Lemberg.

24. Study of Angular Correlation of the Electrons of Interior Conversion of Br80/35 (Issledovaniye Uglovoy Korrelyatsii Electronov Vnutrenney Konversii Br80/35) by B. A. Shakhbazyan and L. I. Rusinov.

25. Study towards Improving Tb160 through Methods of Coincidence (alignment), I. P. Stepanenko, L. Ya. Shavtvalov.

26. Study of Nuclear Isomerism of Zn69, Se79, Se81, Nb95, Rh103, and Ba137 by G. M. Drabkin, V. I. Orlov, and L. I. Rusinov.

27. Detection of Short-period Isomers by O.I. Leypunskiy, M. Ya. Gen, A.M. Tikhomirov, and P. A. Yampolskiy.

28. Life Duration of Certain Atom Particles in an Activated State by E. Ye. Berlovich.

29. On the Differentiating Capacities of Scintillating Spetrometers by I. F. Barchuk, Ye. M. Galkin, M.V. Pasechnik, and N. N. Pucherov.

30. On the Question of the Measurement of Deformation of Nuclear Surfaces by L. A. Sliv and L. K. Peker.

31. Structures of the Second Level of Activation of He5 and Li5 (Struktura Vtorogo Vozbuzhdennogo Urovnya He5 i Li5) by A.I. Baz.

32. Outward Appearance during the Intermediate Interval and the Beta Disintegration of He6 (Obolochechnaya Model s Promezhutochnoy Svyazyu i Beta-raspad He6) by A.I. Baz.

33. The Theory of Secondary Beta-Disintegration by L.A. Maksimov and Ya. A. Smorodinskiy.

34. New Data on the Comparison of Binding Energy with Neutral Particles (Novyye Dannyye po Sopostavleniyu Energiy Svyazi Srednikh Yader) by V.A. Kravtsov.

25X1

25X1

25X1

25X1

25X1

Page Denied

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
ОТДЕЛЕНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

№ 6 1955

ДРЕНИРОВАНИЕ БЕЗНАПОРНЫХ ГИДРОТЕХНИЧЕСКИХ ТУННЕЛЕЙ

Г. М. ЛОМИЗЕ и В. М. НАСБЕРГ

(Москва, [illegible])

[illegible] дренирования обделок туннелей рассмотрены в технической литературе [illegible]. Имеются лишь описания отдельных осуществленных конструкций, не [illegible] в полной мере современным требованиям туннелестроения. К тому же [illegible] говоря о дренировании и ссылаясь на случаи неудачно осуществленного [illegible], допускают неправильные обобщения и оценивают дренирование как [illegible] неприемлемое или же сомнительное. Эта оценка мотивируется [illegible] фактами вредного действия дренирования на горные породы, окружающие [illegible] и на их естественные гидрогеологические условия [1].

[illegible] точка зрения толкает к отказу от дренажных устройств и тем самым [illegible] мероприятие, которое в отдельных случаях гидротехнического строительства [illegible] погружении туннелей глубоко под уровень грунтовых вод может дать существ[illegible] технический и экономический эффект, способствующий удешевлению и ускорению [illegible]ительства.

В технических условиях и нормах проектирования гидротехнических [illegible] гидроэлектростанций (ТУ-11—51) нет прямых указаний по дренажным устройствам [illegible] расчету их действия [2]. В § 75 ТУ-11—51 говорится о необходимости учета [illegible] грунтовых вод при нарушении нормальной работы дренажных устройств. [illegible] относится к категории дополнительных сил и нагрузок, на которые предлагается [illegible] считывать туннельные обделки.

Приведенное указание ТУ можно рассматривать как косвенное [illegible] применимости дренирования в гидротехнических туннелях.

Методы расчета дренажных устройств туннельных обделок освещены [illegible]. Первые рекомендации по количественному учету дренирования подземных сооружений изложены в работе [3].

Между тем опыт научной работы, связанной со строительством [illegible], привел [illegible] к выводу, что дренирование обделок гидротехнических безнапорных туннелей является рациональным решением во многих случаях строительства. [illegible] дренирования гидротехнических сооружений приложима [illegible] дренажных устройств как эффективного мероприятия, без которого не обходится ни одно крупный гидроузел.

[illegible]

§ 1. Рассмотренные случаи дренирования, исходные положения и предпосылки фильтрационных расчетов. [illegible]

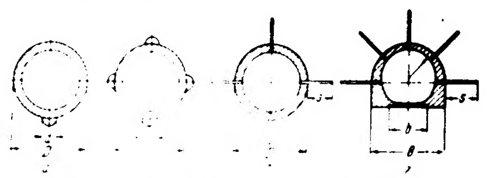
[illegible] порода, окружающая туннель, [illegible] [illegible] [illegible] вапоту [illegible] можна комбинация обоих приемов дрени[illegible]

Подверглись изучению следующие схемы [illegible] [illegible] окружающий туннель,—

1) ленточное дренирование поверхностным [illegible] в нижней части сечения туннеля (фиг. 1, *а*);

2) дренирование четырьмя лентами поверхностного [illegible] щими сечение на четыре квадранта (фиг. 1, *б*);

3) глубинное дренирование при помощи четырех шпуров, [illegible] мых в породу (фиг. 1, *в*).



Фиг. 1. Рассмотренные схемы дренирования туннеля

4) глубинное дренирование при помощи пяти шпуров и ленточный поверхностный дренаж в нижней части сечения (фиг. 1, *г*).

Работа дренажа по первой схеме исследована теоретически методом конформных отображений и изучена экспериментально методом ЭГДА на частном примере. Для дренирования по второй схеме дано теоретическое решение методом конформных отображений. Третий и четвертый случаи изучены экспериментально методом электрогидродинамических аналогий (ЭГДА) на частном примере применительно к задачам строительства одной из ГЭС.

Теоретическое [illegible] круглой формы туннеля при однородной бетонной обделке [illegible] толщины. Экспериментальные исследования в третьем [illegible] при круглой, а в четвертом при подковообразной форме [illegible].

Во всех случаях [illegible]

$$t > D \tag{1}$$

где t — [illegible] оси туннеля под зеркало грунтовых вод, а D — [illegible] обделки туннеля.

[illegible] опыт исполненных исследований, в фильтра[illegible] дренажных устройств туннелей с достаточным прибли[illegible] любую форму сечения заменить круглой, если соблюдено [illegible]. Так, например, подковообразный профиль успешно заме[illegible] с окружностью, имеющей длину, равную периметру [illegible]разного профиля. Ленточную плоскую дрену лотка подково[illegible] профиля, имеющую ширину B, с достаточным приближением [illegible] расчетной дреной, очерченной по полуокружности радиуса r, [illegible]ного из равенства $B \approx \pi r$.

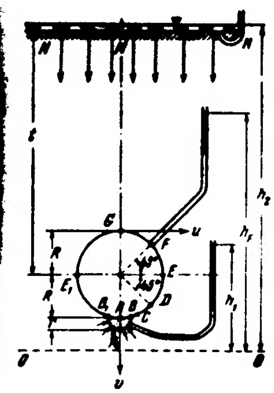
[illegible] всех расчетах и опытах исходили из следующих основных [illegible].

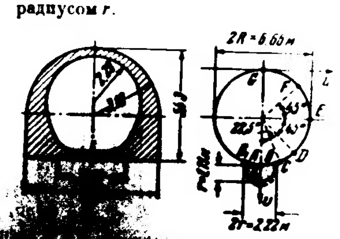
[illegible] вод представляет собой горизон[illegible] [illegible] токов, движущихся по на[illegible] [illegible] к этой плоскости.

§ 2. [illegible] дренирования низа обделки туннеля. [illegible] конформных отображений выполнен в следующих предположениях[1]

1. Облицовка имеет форму (фиг. 2) круглого цилиндра $AEGI$, радиуса R.

2. В нижней части облицовки продольный дренаж, имеющий в поперечном разрезе форму полуокружности, описанной из точки A радиусом r.





Фиг. 2. Схема фильтрации [illegible] лотка туннеля: одной дреной [illegible] — расчетная схема

3. Напор гру[illegible] сравнения O-O обозначен h_2, он [illegible] равен h_1, напор в некоторой точке с коор[illegible]

В результате решения [illegible] задачи получены следующие зависимости [8].

Для любой точки с координатами x и y

$$\varphi = \frac{\lg \dfrac{\{(x^2+y^2)[1+(b/\varepsilon_1)^2]\}^2}{[x^2+(b-y)^2][x^2+(b+y)^2]}}{\lg \dfrac{\{[1+(b/\varepsilon_1)^2][1+(b/\varepsilon_2)^2]\}^2}{1+(2b/\varepsilon_2)^2}} 100\% \tag{2.1}$$

где φ — относительный фильтрационный напор, равный

$$\varphi = \frac{h-h_1}{h_2-h_1} 100\% \tag{2.2}$$

[1] Вывод формул для рассматриваемого дренирования, а также описание методики и результатов изучения того же случая дренирования методом ЭГДА приводится в работе [8].

В формуле (2.1)

$$\ldots \qquad \frac{1}{2R} \ldots \frac{v}{u^2+v^2}$$

Здесь u и v — координаты точки, для которой вычисляется φ; параметры l, ε_1 и ε_2 определяются по формулам

$$\ldots \qquad \varepsilon_2 = \frac{1}{2(t-R)} \qquad (2.4)$$

где u_B и ... определения относительного

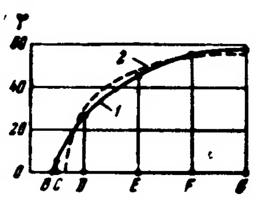
Если ... , то следует у принять равным

$$\ldots 100\% \qquad (2.5)$$

Приведенный ... по формуле

$$Q \ldots \qquad (2.6)$$

Применим полученные ... случая: туннель имеет подково... лотка ... погружения t ... даны на фиг. ...



Фиг. 4. Эпюра фильтрационных напоров φ в процентах от действующего при $t=100$ м: кривая 1 — расчетная; кривая 2 — опытная; по оси абсцисс — развертка наружного контура обделки туннеля (обозначения в соответствии с фиг. 3, 6)

Заменим подковообразный профиль эквивалентным по периметру с очертанием по окружности, принимая длину окружности равной периметру внешнего контура обделки подковообразного профиля. Плоский дренаж лотка приводим к дрене в форме полуокружности с радиусом r, имеющей ... периметр по контакту с пород... B). Расчетные формы туннеля ... показаны на фиг. 3.

Р... ... для различ... поверхности обделки ... в виде развертки на фиг. 4; там же показ... методом ЭГДА [1].

Сопоставление дает ... ...татов.

Определение фи... расхода по формуле (2.6) дало для ...

... из опыта ...

$$Q \ldots$$

Приближенные ... решения ... задачи фильтрации позволяют ... дренажа устраиваемого в нижней

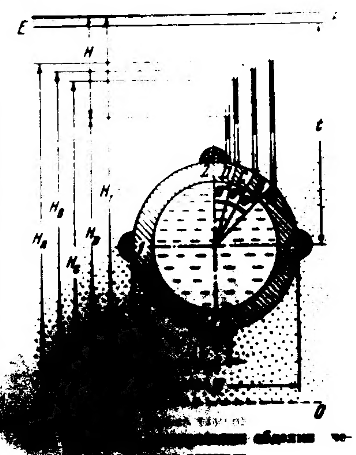
[1] Опыт ...

..., что такое дренирование существенно ...

... части сечения имеет широкое распространение, ... совместно с засводной инъекцией, которая в ... части сечения туннеля обычно не производится.

Отводящий коллектор дренажа в процессе строительства обычно служит для отвода фильтрующихся вод, а затем входит в конструкцию дренажных устройств лотка туннеля.

§ 3. Плоская задача дренирования обделки туннеля четырьмя лентами. Схема дренирования дана на фиг. 5. Принятые обозначения показаны на чертеже; кроме того, K_1 — коэффициент фильтрации грунта, K_2 — коэффициент фильтрации бетона обделки туннеля.



... обделки ...

Для упрощения расчетов заменим верхнюю прямолинейную границу области фильтрации EF с напором H_1 (фиг. 5) круговым граничным контуром, описанным радиусом, равным $2t$, из центра сечения туннеля (фиг. 6). Напор на этой круговой границе области фильтрации примем равным H_1. Тогда в качестве расчетной будем иметь эквивалентную схему, показанную на фиг. 6. Заметим, что она дает, при условии (1), интересующие нас величины (расход воды, фильтрующейся в дрены, и напоры на внешнем контуре обделки), практически не отличающиеся от таковых для исходной схемы (фиг. 5). Последнее подтверждается общими соображениями, основанными на элементарных положениях теории потенциальных полей и, в частности, подтверждается опытными данными, относящимися к исследованию методом ЭГДА некоторых плоских задач по дренированию туннелей [2] (стр. 50).

Будем полагать, что напоры на контурах всех дрен одинаковы и равны H_D, что дрены имеют одинаковые размеры и расположены на одинаковых расстояниях друг от друга. При таких условиях по симметрии расходы воды, поступающей в каждую из дрен, будут одинаковы[1].

Обозначим через Q_1 (м) приведенный расход каждой дрены, под которым условимся понимать расход, притекающий в отсек дрены длиной 1 м, деленный на K_1. Чтобы получить фактический сток Q_1 м³ ...

[1] Применяемый ниже способ расчета пригоден и эффективен и для ... случая несимметричного расположения произвольного числа дрен ... размеров и неодинаковых напоров в дренах. Однако расчетные зависимости в более общем случае несколько усложняются, а число уравнений во...

[illegible] K_1 и L.

В случае стока расход [illegible] расход источника будет выражаться [illegible]

Пусть число симметрично расположенных [illegible] будем предполагать, что радиус дрены много меньше радиуса туннеля $r \ll R$.

Задача состоит в определении фильтрационного напора h, как функции координат (u, v) и полного приведенного расхода, который для всех четырех дрен будет равен $Q = 4Q_1$.

Для решения поставленной задачи применим метод конформного изображения. Отобразим точки плоскости w на плоскость z. Принимая отображающую функцию в виде

$$\bar{z} = \frac{1}{w}, \qquad w = u + iv, \qquad z = \xi + i\eta \tag{3.1}$$

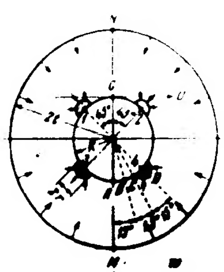
будем иметь

$$u = \frac{x}{x^2 + (y - \frac{1}{2}R)^2}, \qquad v = \frac{y - \frac{1}{2}R}{x^2 + (y - \frac{1}{2}R)^2}$$

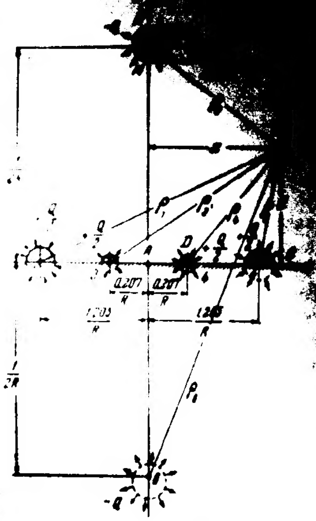
$$x = \frac{u}{u^2 + v^2}, \qquad y = \frac{1}{2R} - \frac{v}{u^2 + v^2}$$

Расположение осей u, v на плоскости w показано на фиг. 6, а [illegible] x, y на плоскости z показано на фиг. 7.

Такой выбор осей, при условии (3.1), приводит [illegible] и простым для решения формам граничных [illegible] на плоскости z. Так, контур входа [illegible]



Фиг. 6. Исходная схема фильтрации с эквивалентным (круговым) контуром питания



Фиг. 7. Отображенная схема фильтрации

[illegible] отобразилась в виде [illegible] половине $A42G$ этой окруж- [illegible] $A42G$, а левой половине — [illegible] полупрямая $A31G$. Контуры дрен [illegible] отобразились в виде дуг окружностей, они [illegible] плоскости z. Центры последних [illegible] Однако величина смещения центров [illegible] по сравнению с соответствующими радиу- [illegible] в силу условия $r \ll R$. Поэтому, не [illegible] погрешности в конечные формулы (что под- [illegible] специальные числовые расчеты), прибли- [illegible] этих дуг лежат на оси x соответственно [illegible], указанные дуги в пределах верхней [illegible] собой полуокружности.

[illegible] координат характерных точек.

Таблица 1

Точка	Область w		Область z	
	u	v	x	y
M	[illegible]	[illegible]	0	$\frac{1}{2R} - \frac{1}{2t+R}$
N	[illegible]	[illegible]	0	$\frac{1}{2R} - \frac{1}{2t-R}$
A	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0
G	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0
1	$-0.707R$	[illegible]	[illegible]	0
2	$0.707R$	[illegible]	[illegible]	0
3	$-0.707R$	$1.707R$	$-\frac{0.207}{R}$	0
[illegible]	$0.707R$	$1.707R$	$\frac{0.207}{R}$	0
[illegible]	[illegible]	[illegible]	$\frac{0.066}{R}$	0
[illegible]	[illegible]	[illegible]	$\frac{0.134}{R}$	0
[illegible]	[illegible]	[illegible] $+0.707(R+r)$	$\sim \frac{0.207}{R}$	$\sim \frac{0.293}{R} - \frac{r}{r+R}$

В этой таблице значения x и y [illegible] величины x и y вычислялись по формулам (3.[illegible]) [illegible]

Приближательные значения x_D и y_D получены [illegible] после некоторых преобразований и упрощений; при [illegible] членами с r^2, которые благодаря условию $r \ll R$ оказываются [illegible] по сравнению с другими слагаемыми.

$$(3.6)$$

Обратимся к фиг. 7. Переходим от полуплоскости в область [illegible] ной плоскости. Для этого дополняем контуры дрен *1, 2, 3, 4* и [illegible] источника MN их зеркальными изображениями, показанными пунктиром. В результате получаем на плоскости систему, состоящую из двух источников, каждый из которых имеет расход воды $(-Q)$, и четырех стоков — дрен, в каждый из которых притекает расход $(+0.5\,Q)$. Заметим, что в фактическую дрену, составляющую «половину» от зеркально дополненной, притекает расход, в два раза меньший, т. е. $0.5 \times 0.5\,Q = 0.25\,Q$. Таким образом, суммарный приведенный расход воды, притекающей во все четыре фактические дрены, изображенные на фиг. 5, выражается величиной Q, как то уже было оговорено выражением $Q = 4Q_1$.

Следуя распространенному в гидромеханике приему, для упрощения расчета будем полагать, что введенные источники и стоки являются точечными. При этом стоки, заменяющие действие дрен, примем находящимися в точках *1, 2, 3, 4*, а источники, заменяющие действие контура MN и его зеркального изображения, примем находящимися на оси y в точках *5* и *6* с ординатами, соответственно равными $0.5\,R^{-1}$ и $-0.5\,R^{-1}$.

Пусть произвольная точка в плоскости z имеет координаты x, y, причем $\rho_1, \ldots, \rho_6$ — расстояния от этой точки, соответственно, до точечных стоков *1, 2, 3, 4* и источников *5, 6*. По фиг. 7 имеем

$$\begin{aligned}
\rho_1^2 &= \left(x + \frac{1.205}{R}\right)^2 + y^2, & \rho_4^2 &= \left(x - \frac{0.207}{R}\right)^2 + y^2 \\
\rho_2^2 &= \left(x - \frac{1.205}{R}\right)^2 + y^2, & \rho_5^2 &= x^2 + \left(\frac{0.5}{R} - y\right)^2 \\
\rho_3^2 &= \left(x + \frac{0.207}{R}\right)^2 + y^2, & \rho_6^2 &= x^2 + \left(\frac{0.5}{R} + y\right)^2
\end{aligned} \qquad (3.4)$$

Воспользуемся известным из теории потенциала общим выражением напорной функции для точечного стока (источника), имеющим вид, в случае плоской задачи и однородной среды,

$$h_n = \frac{Q_n}{2\pi}\ln\rho_n + C = \frac{Q_n}{4\pi}\ln\rho_n^2 + C \qquad (3.5)$$

где h_n — напор, обусловленный [illegible] точечному стоку с приведенным расходом Q_n, в произвольной точке, находящейся на расстоянии ρ_n от центра стока, C — произвольная постоянная, зависящая от граничных условий.

Обозначим через h напор в точке (x, y) плоскости z. Пользуясь принципом наложения полей (суперпозиции), последовательно применим выражение (3.5) к стокам *1, 2, 3, 4* и источникам *5, 6* (фиг. 7) и [illegible] выше правило знаков для расходов (сток имеет [illegible]

$$[\text{illegible}]\left[\left(x - \frac{1.205}{R}\right)^2 + y^2\right]\left[\left(x + \frac{0.207}{R}\right)^2 + y^2\right] \over \left[x^2 + \left(\frac{0.5}{R} - y\right)^2\right]^2} \times$$

$$\times \frac{\left[\left(x - \frac{0.207}{R}\right)^2 + y^2\right]}{\left[x^2 + \left(\frac{0.5}{R} + y\right)^2\right]^2}\Bigg\} + C \qquad (3.7)$$

Для определения Q и постоянной C воспользуемся граничными условиями. Первое условие: в точке D напор известен и равен H_D, т. е.

$$h = H_D \quad \text{при} \quad x = x_D = \frac{0.207}{R}, \quad y = y_D = \frac{0.29[\text{illegible}]\,r}{R\,(R+r)} \qquad (3.8)$$

Тогда, используя (3.7) и (3.8), пренебрегая, без заметного ущерба для точности практических расчетов, величинами y_D^2 и y_D во всех квадратных скобках, содержащих после подстановки двучлен, и произведя простейшие преобразования, получим

$$H_D = \frac{Q}{4\pi}\ln\frac{1.99r}{R+r} + C \qquad (3.9)$$

Второе условие: в точке M (фиг. 7) контура источника напор известен и равен H_1, т. е.

$$h = H_1 \quad \text{при} \quad x = x_M = 0, \quad y = y_M = [\text{illegible}] \qquad (3.10)$$

Подставив в (3.7) значения x_M и y_M [illegible] $h = H_1$. В полученном выражении без заметного [illegible] практических расчетов пренебрежем [illegible] суммах, где она окажется малой по сравнению с [illegible] что возможно по условию (1). Тогда после преобразований [illegible]

$$H_1 = \frac{Q}{4\pi}\ln\frac{0.1266\,[\text{illegible}]}{r^2 R^2}[\text{illegible}] \qquad (3.11)$$

Затем, вычитая уравнение (3.9) из (3.11), находим окончательную зависимость между действующим напором H и приведенным расходом Q:

$$H = H_1 - H_D = \frac{Q}{4\pi}\ln\left[0.0625\left(1 + \frac{R}{r}\right)\left(\frac{R}{r}\right)^2\left(1 + \frac{2r}{R}\right)^4\right] \qquad (3.12)$$

Вычитая уравнение (3.9) из (3.7), получаем выражение, определяющее величину превышения напора в точке (x, y) над напором в дренах

$$h - H_D = \frac{Q}{4\pi}\ln\left\{\frac{(R+r)^2\left[\left(x + \frac{1.205}{R}\right)^2 + y^2\right]\left[\left(x - \frac{1.205}{R}\right)^2 + y^2\right]}{3.96r^2\left[x^2 + \left(\frac{0.5}{R} - y\right)^2\right]^2}\right. \times$$

$$\times \left.\frac{\left[\left(x + \frac{0.207}{R}\right)^2 + y^2\right]\left[\left(x - \frac{0.207}{R}\right)^2 + y^2\right]}{\left[x^2 + \left(\frac{0.5}{R} + y\right)^2\right]^2}\right\} \qquad (3.13)$$

Чтобы найти [illegible] ности контакта облицовки с [illegible]

$y = 0$

и к h припишем индекс x для [illegible] напора в получаемой формуле соответствующ[illegible] оси x отображения на плоскости z. Получим

$$h_x - H_D = \frac{Q}{4\pi} \ln \frac{(R + r) [1.452 - x^2 R^2] \times [0.0[illegible] - [illegible]]}{1.90 (x^2 R^2 + 0.250)^2}$$

Воспользуемся выражением относительного фильтрационного [illegible]

$$\varphi = \frac{h_x - H_D}{H_1 - H_2} 100\% = \frac{h_x - H_D}{H} 100\% \qquad (3.16)$$

выражающ[illegible] полного перепада напора превышение напора в дан[illegible] напором в дрене. Тогда из (3.12), (3.15) и (3.16) получаем

$$\varphi_x = \frac{[illegible]}{[illegible]\left(1 + \frac{2t}{R}\right)^4\Big]} 100\% \qquad (3.17)$$

Эта формула позволяет построить эпюру относительных напоров, действующих по наружной поверхности обделки туннеля. Для этого следует выбрать несколько характерных точек внешнего контура обделки, определить их координаты u, v, найти по формуле (3.3) соответствующие этим координатам значения абсциссы x и подставить последние в (3.17). В результате получим искомые относительные напоры в этих точках.

Учитывая [illegible] для ее построения выбрать характерные точки [illegible] одного квадранта. В качестве таковых для [illegible] B и C (фиг. 6 и 5). Координаты u, v и x для [illegible] табл. 1. Подставляя соответствующие значения [illegible] следующие выражения для вычисления [illegible] φ_A, φ_B, φ_C в точках A, B, C:

$$\varphi_A = \frac{100}{a} \lg\left[0.500\left(1 + \frac{R}{r}\right)\right] \% \qquad (3.18)$$

$$\varphi_B = \frac{100}{a} \lg\left[0.435\left(1 + \frac{R}{r}\right)\right] \% \qquad (3.19)$$

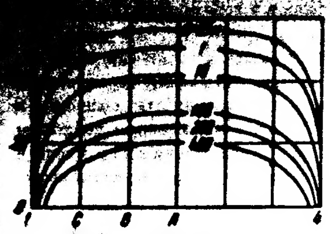
$$\varphi_C = \frac{100}{a} \lg\left[0.250\left(1 + \frac{R}{r}\right)\right] \% \qquad (3.20)$$

$$a = \lg\left[0.0625\left(1 + \frac{R}{r}\right)\left(\frac{R}{t}\right)^2\left(1 + \frac{2t}{R}\right)^4\right] \qquad (3.21)$$

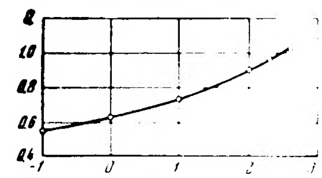
[illegible] (3.12) и (3.21), имея в виду, что для перехода от приведенного [illegible] Q к действительному расходу Q_ϕ, поступающему во все [illegible], следует первый помножить на коэффициент фильтрации грунта [illegible]:

$$Q_\phi = \frac{4\pi K_1 H}{2.30 a}$$

[illegible] туннеля. [illegible] (3.22) для туннеля на [illegible] различных диаметров [illegible] по схеме фиг. 5 приведены в табл. 2. По данным табл. 2 построены эпюры напоров для одного квадранта обделки (фиг. 8).



Фиг. 8



Фиг. 9

Фиг. 8. Эпюры напоров при дренировании туннельной обделки, φ — фильтрационный напор в процентах от действующего; по оси абсцисс — развертка по наружному контуру обделки; диаметр туннеля $D = 6$ м, глубина $t = 100$ м

Фиг. 9. Зависимость фильтрационного расхода Q от диаметра d дрен (мм)

В остальных квадрантах, как вытекает из сказанного выше (по причине того, что $R \ll t$), эпюры получаются такими же.

Таблица 2

d, мм	φ_A, %	[illegible]	[illegible]	φ_D	$\frac{Q_\phi}{4\pi K_1 H}$
0.1	57.0	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.0554
1	50.9	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.0635
10	42.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.0744
100	30.6	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.0896
200	26.0	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.0952
400	21.1	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.1015
—	0	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.119

На фиг. 9 в полулогарифмических координатах изображен график зависимости расходов от диаметра дрен. График построен по данным последнего столбца табл. 2.

Заметим, что формула (3.22) представляет интерес и для анализа [illegible] по порядку величины возможных потерь воды из напорных гидро[illegible] туннелей через продольные трещины (или щели в швах [illegible] бетона) в обделке. В этом случае следует еще учесть потерю напора H^*, вызванную гидравлическим сопротивлением движению воды [illegible] трещины, и в формулу (3.22) подставить вместо H величину $H - H^*$. Если трещины рассматривать как полые (незакольматированные), [illegible] вычислить величину H^* по формулам и графикам, имею[illegible] [illegible].

§ 4. [illegible] дренажные [illegible] в нижней трети сечения. Их [illegible] в породу [illegible] существенно затруднено и входит в противоречие с [illegible], тем более с инъекцией различных растворов в горную породу [illegible] щую туннель.

Рамки этой статьи не позволяют остановиться на вопросах [illegible] как заводной, так и глубинной; отметим лишь, что такими [illegible] существенно улучшаются статические условия работы обделки и приобретается возможность успешной борьбы с агрессивным действием грунтовых вод. Последнее достигается за счет уменьшения доступа воды и специальным подбором инъектируемых растворов, нейтрализующих агрессивность фильтрующихся вод.

В связи с этим несомненный интерес представляет шпуровой дренаж, в свое время предложенный нами для одного из строительства ГЭС и специально исследованный экспериментально методом ЭГДА. Его основные преимущества: 1) возможность устройства после инъекции раствора за свод или в породу, 2) легкая приспособляемость к местным изменениям инженерно-геологических условий путем изменения расположения, направления, длины и количества шпуров. Шпуровой дренаж легко комбинируется с дренажными поверхностными устройствами.

Подробный материал, характеризующий работу шпурового дренажа, дан в работе [6].

Выводы. Приведенные результаты исследований показывают прежде всего высокую [illegible] туннельных обделок и возможность расчета [illegible] определения их работы моделированием методом ЭГДА. [illegible], так и второй способы оценки дренажа вполне доступны [illegible] организации.

Рассмотренными способами лишь начата разработка возможных приемов дренирования. Последние могут получить во многих случаях конструктивные решения, не представляющие значительных затруднений при их осуществлении.

Простейшее дренирование лотка туннеля уже обеспечивает снижение действующего напора грунтовых вод на 50—60%, т. е. кругло в два раза.

Как показывает расчет четырех дренирующих лент и некоторые дополнительные теоретические исследования, не приведенные в этой статье, узкие дрены, расположенные параллельно одна другой на поверхности контакта обделки с грунтом параллельно или же перпендикулярно к продольной оси туннеля, а также комбинация таких продольных и поперечных дрен, образующих прямоугольную дренажную сетку, [illegible] снизить давление в 5 [illegible] раз.

Сопоставление данных о работе дренажных устройств, [illegible] на поверхности контакта обделки с породой, со шпурами, [illegible] горную породу в глубину, показывает, что поверхностный [illegible] по своим возможностям дренажу глубинному. [illegible] существенно расширяет возможности дренирования путем [illegible] пользования обоих методов порознь или [illegible]

[illegible] условиям того или иного гидротехнического туннеля с учетом [illegible] его конструкции и условий эксплуатации.

Данные, приведенные в табл. 2 и показанные на фиг. 8 и 9, позволяют сделать еще некоторые выводы, представляющие практический и теоретический интерес. Как показывает расчет φ для дрен различного диаметра d, даже при весьма малых величинах d давление грунтовых вод гасится значительно. Так, при наличии четырех продольных дрен шириной каждой всего лишь по 0,1 мм давление грунтовых вод [illegible] приблизительно вдвое по сравнению со случаем [illegible]. Подобные узкие дрены могут образоваться естественным [illegible] обделка даст четыре продольные трещины, например [illegible] грунтовых вод при проектировании и сооружении [illegible], но, трещинообразование обделки вызывает [illegible] обделки по отношению к давлению грунтовых [illegible]

Сравнение значений величины $Q_\varphi = K \cdot H$ [illegible] в 1 и 7 строках табл. 2 (0,055 и 0,119), показывает, что фильтрационный расход Q_φ изменяется значительно слабее, чем поперечный размер дрен.

Эти выводы и данные полностью согласуются с результатами теоретических и экспериментальных исследований влияния тонких щелей на противофильтрационную эффективность водонепроницаемых шпунтовых завес [5,6]. Еще ранее (1939 г.) к таким же выводам (о малой эффективности противофильтрационных преград при наличии в них даже весьма тонких полых щелей) мы пришли при выполнении научно-исследовательских работ для Мингачаурского гидроузла.

Таким образом можно заключить, что фильтрационные сопротивления дренажных труб [illegible] при значительном изменении степени перфорации их [illegible]. Следовательно, всякого рода подземные трубы, служащие для [illegible] из грунта нефти и подземных вод (с целью осушения, для [illegible] и т. д.), можно применять с незначительной [illegible] перфорации их поверхности, снижая степень перфорации до пределов, не превосходящих допустимые по суффозионной устойчивости данного грунта или возможных по условиям исполнения перфорации.

Поступило [illegible] IV [illegible]

ЛИТЕРАТУРА

1. Маловский В. Л. Туннели. Изд. Академии архитектуры СССР, 1947.
2. Технические условия и нормы проектирования гидротехнических [illegible] Гидротехнические туннели. Госэнергоиздат [illegible]
3. Ломизе Г. М. и Пасберг [illegible] М. [illegible] сооружений. Изд. ГрузНИТО [illegible]
4. Ломизе Г. М. Фильтрация [illegible]
5. Чугаева Е. А. Роль шпунтовых [illegible] Изв. ВНИИГ, т. 32 [illegible]
6. Недрига В. П. и Хапаловы [illegible] стенок на эффективность их [illegible] Вопросы фильтрационных расчетов гидротехнических [illegible] Сб. статей под ред. проф. К. А. Михайлова [illegible] М., 1958.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ ...
ОТДЕЛЕНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ ...

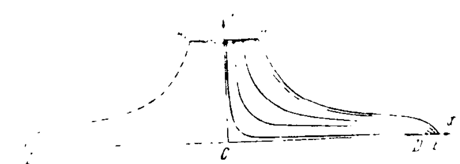
№ 6

ФИЛЬТРАЦИЯ ИЗ КАНАЛА ПРИ НАЛИЧИИ ДВУХ ДРЕН НА ВОДОУПОРЕ

Г. Н. ПЫХТЕЕВ

(Москва)

§ 1. Постановка задачи. ... задачу о плоской симметричной ... канала, расположенного ... имеются два пло- ... может также служить прибли- ... песчаной плотине. ... половину обла- ... линиями. Ширину ...



Фиг. 1

... над ... Дарси, то ...

(1.1)

... удовлетворяет

(1.2)

... на линии уреза ... Примем значения

(1.3)

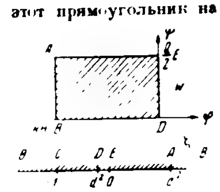
(1.4)

... Для значения потенциала в силу

... на DE (1.5)

..., таким образом, следующей ... найти аналитическую функцию ... линией $ABCDE$, удовлетворяющей на ... DE и AE соответственно условиям (1.5), (1.3), (1.5) и ... форму дуги AE, на которой, кроме (1.4), выполняется ... (1.2).

§ 2. Построение общего решения. Области течения в плоскости W, как легко видеть, будет соответствовать внутренность прямоугольника $ABCD$, изображенного на фиг. 2. Отобразим этот прямоугольник на вспомогательную верхнюю полуплоскость (ζ) так, чтобы его точки B, C и E перешли в точки $\zeta=\infty$, $\zeta=-1$, $\zeta=0$:



Фиг. 2

$$W=-\frac{Q}{2K(\varkappa)}\int_0^{\chi}\frac{dt}{\sqrt{(t^2-1)(1-\varkappa^2t^2)}} \qquad (2.1)$$

$$\chi=\frac{\sqrt{\zeta+d^2}}{d},\quad \varkappa=\frac{d}{\sqrt{a^2+d^2}} \qquad (2.2)$$

Здесь $K(\varkappa)$ — полный эллиптический интеграл 1-го рода, d^2 ... a^2 ... координаты точек D и A в плоскости ζ. Введем функцию

$$f(\zeta)=u+iv=z-\frac{iQ}{2kK(\varkappa)}\int_0^{\chi}\frac{dt}{\sqrt{(t^2-1)(1-\varkappa^2t^2)}} \qquad (2.3)$$

На участке $(-\infty, -1)$ известна действительная часть этой функции $u=0$, а на участке $(-1, \infty)$ известна ее мнимая часть:

$$v=-\frac{Q}{2kK(\varkappa)}F\left(\operatorname{arctg}\frac{\sqrt{\xi+d^2}}{id};\ \varkappa'\right) \qquad (-1<\xi<\ldots) \qquad (2.4)$$

$$v=0 \qquad (-d^2\leqslant\xi<\infty)$$

где

$$\varkappa'=\sqrt{1-\varkappa^2}=\frac{a}{\sqrt{a^2+d^2}}$$

Решение полученной обычной смешанной задачи имеет вид

$$f(\zeta)=-\frac{Q\sqrt{1+\zeta}}{2kK(\varkappa)}\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{d^2}F\left(\operatorname{arctg}\frac{\sqrt{t+d^2}}{d},\ \varkappa'\right)\frac{dt}{\sqrt{1+t}\,(t-\zeta)} \qquad (2.6)$$

Из соотношений (2.3) и (2.6) находим функцию

$$Z(\zeta)=\frac{Q\sqrt{1+\zeta}}{2kK(\varkappa)\pi}\int_{d^2}^{1}F\left(\operatorname{arctg}\ldots,\ \varkappa'\right)\ldots$$

$$\ldots\frac{iQ}{2kK(\varkappa)}\int_0^{\chi}\frac{dt}{\sqrt{(t^2-1)(1-\varkappa^2t^2)}} \qquad (2.7)$$

отображающую верхнюю полуплоскость ζ на область фильтрации. Формулы (2.1) и (2.7) дают решение поставленной задачи.

Положив в (2.7) $\zeta=\xi$ $(0\leqslant\xi\leqslant a^2)$, ... и отделив действительную часть от мнимой, получим уравнение свободной поверхности ...

$$x = \frac{Q\sqrt{1+\xi}}{2kK(x)\pi}\int_{d^2}^{1}\frac{F\left(\arcsin\sqrt{(t-d^2)/t};\ x'\right)dt}{\sqrt{1-t}\,(t+\xi)} \ [illegible]$$

$$y = \frac{Q}{2kK(x)}F\left(\arcsin\frac{\sqrt{\xi}}{x'\sqrt{\xi+d^2}},\ x'\right) \qquad (0<\xi<d^2)$$

а также основные размеры области фильтрации как функции параметров d и x [illegible]

$$[illegible]\int [illegible] \arcsin\sqrt{\frac{t-d^2}{t}},\ x'\Big) dt + \frac{Q}{2k} \qquad (2.9)$$

$$[illegible]\Big([illegible],\ x'\Big) dt \ [illegible]$$

$$[illegible] \qquad (2.10)$$

[illegible]

[illegible] (2.8) (2.9) к виду:

$$x = [illegible] \frac{[illegible]}{\pi K(\cos\beta)} [illegible] \int [illegible] d\varphi + \frac{Q}{2k}$$

$$y = [illegible] F\left(\arcsin\frac{\sin\theta}{\sin\beta},\ \sin\beta\right), \qquad (0<\theta<\beta) \qquad (2.11)$$

$$L = \frac{l}{H} = \frac{2\sin\alpha}{\pi K(\sin\beta)}\int_0^{\frac{1}{2}\pi}\frac{F(\arcsin(\sin\alpha\sin\varphi),\ \sin\beta)\sin\varphi\, d\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi}} [illegible] \frac{K(\cos\beta)}{K(\sin\beta)} \qquad (2.12)$$

$$B' = \frac{B}{H} = \frac{2\sin\alpha\cos\beta\sqrt{1-\sin^2\alpha\sin^2 [illegible]}}{\pi K(\sin\beta)} \int_0^{\frac{1}{2}\pi} \frac{F(\arcsin(\sin\alpha [illegible]}{(1-\sin^2\alpha\sin^2\beta [illegible]} [illegible]$$

где

$$\cos\beta [illegible] \qquad (2.13)$$

Если нам известны [illegible] и высота H, то, после того как найдены [illegible] уравнении (2.12), координаты точек свободной [illegible] вычисляются по формулам (2.11), так как координата [illegible] а интеграл, стоящий в правой части [illegible] вычислить методом численного интегрирования.

§ 3. Фильтрация из бесконечности к водоупору с двумя дренами. Рассмотрим [illegible] симметричной фильтрации потока грунтовых [illegible] горизонтальному водоупору, на уровне которого [illegible] дренажа. Нетрудно видеть, что рассматриваемая задача является тем частным случаем предыдущей задачи, когда канал находится в бесконечно удаленной (от водоупора) точке.

[illegible] получить решение поставленной задачи, [illegible] (2.1), (2.7), (2.11) и (2.12) положить $H=\infty$, [illegible], что

$$\lim K(\cos\beta) = \tfrac{1}{2}\pi \text{ при } \beta = \tfrac{1}{2}\pi,\quad \lim\frac{H}{K(\sin\beta)} = \frac{Q}{k\pi} \text{ при } H\to\infty \text{ и } \beta\to\tfrac{1}{2}\pi,$$

получим:

$$W(\zeta) = -\frac{Q}{\pi}\ln\left(\frac{\sqrt{\zeta+d^2}-\sqrt{\zeta}}{d}\right) [illegible]$$

$$Z(\zeta) = \frac{Q\sqrt{1+\zeta}}{k\pi^2}\int_{d^2}^{1}\frac{\ln|(\sqrt{d^2+t}+\sqrt{t})\,d|\,dt}{\sqrt{1-t}\,(t+\zeta)} + \frac{Q}{2k} + \frac{Q}{k\pi}\ln [illegible]$$

$$x = \frac{Q\sin\alpha\cos\theta\sqrt{1-\sin^2\alpha\sin^2\theta}}{k\pi^2}\int_0^{\frac{1}{2}\pi}\frac{\ln\frac{1+\sin\alpha\sin\varphi}{1-\sin\alpha\sin\varphi}\sin\varphi\, d\varphi}{(1-\sin^2\alpha\sin^2\theta\sin^2\varphi) [illegible]} [illegible]$$

$$y = \frac{Q}{2k\pi}\ln\left(\frac{1+\sin\theta}{1-\sin\theta}\right) \qquad (0<\theta<\tfrac{1}{2}\pi) \qquad (3.3)$$

$$L^\circ = \frac{L}{B_\infty} = \frac{2\sin\alpha}{\pi^2}\int_0^{\frac{1}{2}\pi}\ln\frac{1+\sin\alpha\sin\varphi}{1-\sin\alpha\sin\varphi}\frac{\sin\varphi\, d\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi}} [illegible] \qquad (3.4)$$

где $2B_\infty = Q/k$ ширина потока грунтовых вод на бесконечности. Если известна длина водоупора $2L$, то после определения параметра α из уравнения (3.4), координаты точек свободной поверхности легко вычисляются по формулам (3.3), так как координата y выражается через элементарные функции, а интеграл, стоящий в правой части выражения для x, можно вычислить методом численного интегрирования. Таким образом, основная трудность при решении данной задачи заключается в определении параметра α по заданной величине L° из уравнения (3.4), которое можно представить в виде:

$$L^\circ = 1 + \frac{4}{\pi^2}I(\alpha) \qquad [illegible]$$

$$I(\alpha) = \sin\alpha\int_0^{\frac{1}{2}\pi}\frac{1}{2}\ln\frac{1+\sin\alpha\sin\varphi}{1-\sin\alpha\sin\varphi}\frac{\sin\varphi\, d\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi}} \qquad (3.6)$$

Так как интеграл $I(\alpha)$ не выражается через элементарные или какие-либо известные функции, то мы не можем найти зависимость $\alpha(L^\circ)$ непосредственно из уравнения (3.5). Следовательно, нам необходимо дать эффективный метод вычисления $I(\alpha)$ для того, чтобы составить таблицу или построить график искомой зависимости.

§ 4. Метод вычисления интеграла (3.6). Приближенная формула для определения формы свободной поверхности. [illegible] справедливость следующего разложения

$$\frac{(1-u^2)^2}{2}\ln\frac{1+u}{1-u} = u - \frac{4}{3}u^3 [illegible] \sum [illegible]$$

Положив здесь $u = \sin\alpha\sin\varphi$, получим

$$\frac{[illegible]}{2}\ln\left(\frac{1+\sin\alpha\sin\varphi}{1-\sin\alpha\sin\varphi}\right) [illegible] \frac{\sin\alpha\sin\varphi}{(1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi)^{[illegible]}} [illegible]$$

$$+\frac{11}{6}(\sin\alpha\sin\varphi)^4 - 48\sum_{n=2}^{\infty}\frac{(\sin\alpha\sin\varphi)^{[illegible]}}{(4n^2-1)(4n [illegible]} [illegible]$$

Если теперь подставим (4.2) в (3.6), то [illegible]

$$f(\alpha) = \frac{1}{\cos^4\alpha}\left[a_2 - \frac{8}{3}a_4 + \frac{11}{5}a_6 - 48\sum_{n=0}^{\infty}\frac{[illegible]}{(4n^2-1)[illegible]}\right.$$

$$a_{2n} = \cos^4\alpha \sin^{2n}\alpha \int_0^{1/2\pi} \frac{\sin^{2n}\varphi\, d\varphi}{(1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi)^{7/2}}$$

[illegible]

$$f \ldots a_4 - \frac{11}{5}a_6 - 48\sum_{n=2}^{\infty}\frac{a_{2(n+2)}}{(4n^2-1)(4n^2-9)}\right]. \quad (4.4)$$

[illegible] быстро, и поэтому при вычислении [illegible] небольшим числом членов. Можно по[illegible] соотношением:

$$\ldots (2n+5)\, a_{2(n+2)} = 0 \quad (4.5)$$

[illegible] и a_2; последние же, как [illegible]

$$\ldots \cos^2\alpha K(\sin\alpha)$$

$$\ldots \cos^2\alpha K(\sin\alpha) \quad (4.6)$$

[illegible] для любого α. [illegible] поверхности, как уже [illegible] содержащийся [illegible] интеграл [illegible]. Но этот же интеграл можно представить в виде быстро сходящегося ряда, если воспользоваться [illegible] (4.2). Действительно, подставив (4.2) в (3.5), получим:

$$\ldots \frac{4\sqrt{1-\sin^2\alpha\sin^2\theta}}{(\sin\alpha\cos\alpha)^4\cos^6\theta}\left[b_2 - \frac{8}{3}b_4 + \frac{11}{5}b_6 - 48\sum_{n=2}^{\infty}\frac{b_{2(n+2)}}{(4n^2-1)(4n^2-9)}\right]$$

$$y^\circ = \frac{v}{B_\infty} = \frac{1}{\pi}\ln\left(\frac{1+\sin\theta}{1-\sin\theta}\right) \quad (4.7)$$

$$b_{2n} = (\cos\alpha\cos\theta)^4\sin^{2n+4}\alpha\int_0^{1/2\pi}\frac{\ldots}{(1-\sin^2\theta\ldots)\ldots\sin^2\alpha\sin^2\varphi}$$

Все коэффициенты b_{2n} легко определяются из рекуррентного соотношения

$$b_{2n} - \sin^2\theta\, b_{2\ldots} \ldots a_{2n} \quad (4.8)$$

после того как найдем коэффициент [illegible], для которого имеем

$$b_0 = \frac{(\cos\alpha\sin\alpha\cos\theta)^2}{3}\ldots \frac{\cos^2\alpha}{3}K(\sin\alpha)\Big] +$$

$$+ \sin^4\alpha\cos^4\theta \ldots \frac{\ldots}{1-\sin^2\alpha\sin^2\theta}\,\frac{\theta(\ldots)}{\theta(\ldots)}\Big] \quad (4.9)$$

$$\ldots (\sin\alpha)$$

3. Рассмотрим теперь вопрос о поведении свободной поверхности в окрестности точки L, т. е. вблизи дрены. Для этого в формуле (3.3) [illegible] $\cos\theta = \mathrm{sch}\,{}^1/_2 v$, $\sin\theta = \mathrm{th}\,{}^1/_2 v$, тогда получим.

$$x^\circ = 1 + \frac{1}{\pi}\sin\alpha\int_0^{1/2\pi}\frac{\sqrt{1+\cos^2\alpha\,\mathrm{sh}^2\,{}^1/_2 v}\,\sin\varphi\ln\frac{1+\sin\alpha\sin\varphi}{1-\sin\alpha\sin\varphi}\,d\varphi}{[1+(1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi)\,\mathrm{sh}^2\,{}^1/_2 v]\sqrt{1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi}}$$

$$y^\circ = \frac{v}{\pi}$$

Для $\mathrm{sh}\frac{v}{2} < 1$ имеет место разложение:

$$\frac{\sqrt{1+\cos^2\alpha\,\mathrm{sh}^2\,{}^1/_2 v}}{1+(1-\sin^2\alpha\sin^2\varphi)\,\mathrm{sh}^2\,{}^1/_2 v} = 1 + \frac{2\sin^2\alpha\sin^2\varphi - (1+\sin^2\alpha)}{8}\ldots$$

где $O(v^4)$ — члены, имеющие порядок малости не менее чем [illegible]

$$x^\circ = L^\circ - \frac{1}{2p}y^{\circ 2} + O(y^{\circ 4})$$

$$p = \frac{\cos^4\alpha}{c_2} - \frac{8}{3}c_4 + \frac{11}{5}c_6 - 48\sum_{n=2}\ldots \quad (4.10)$$

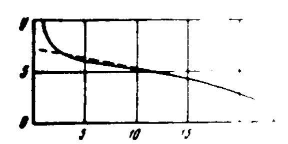
$$c_{2n} = (1+\sin^2\alpha)\, a_{2n} - 2a\ldots$$

Таким образом, с точностью до членов четвертого порядка малости относительно ординаты y° свободная поверхность вблизи дрены совпадает с параболой

$$y^{\circ 2} = 2p(L^\circ - x^\circ) \quad (4.11)$$

График зависимости p от L° изображен на фиг. 3. Из графика видно, что при больших L° параметр p мало отличается от единицы; можно

Фиг. 3



Фиг. 4

также показать, что $\lim p = 1$, если $L^\circ \to \infty$. Следовательно, для достаточно больших L° можно положить $p = 1$. Вычисления, проведенные для различных L°, показали, что свободная поверхность, построенная на основании точной формулы (3.5), на сравнительно большом расстоянии от дрены практически совпадает, а далее очень мало отклоняется от параболы (4.11). На фиг. 4 свободная [illegible] парабола (пунктирная линия) [illegible]

В заключение автор [illegible] П. Я. Полубариновой-Кочиной и [illegible] при выполнении настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Полубаринова-Кочина П. Я. [illegible] дат, 1952.
2. Сакеронский Ю. С. Элементы теории [illegible]

ИЗВЕСТИЯ АКАД[illegible]
ОТДЕЛЕНИЯ ТЕХНИ[illegible]
№ 6

ПРИТОК К СКВАЖИНАМ В ПЛАСТЕ С ПЕРЕМЕННЫМ ДАВ[illegible] НА КОНТУРЕ ПИТАНИЯ (К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПАРАМЕТРОВ ПЛАСТА И СКВАЖИН ПРИ ПОМОЩИ КАРТЫ ИЗОБАР)

И. А. ЧАРНЫЙ

[illegible] взаимодействия скважин произво[illegible] заданной формы — так [illegible] постоянно.

[illegible] карты изобар с целью определения [illegible] необходимость рас[illegible] при произвольном переменном [illegible]

Пусть в кольце, ограниченном [illegible] окружностями с радиусами R_1 и R_2 R_1 [illegible] R_2, расположена [illegible] дебитом Q. Полярные координаты центра скважины [illegible] Пласт считается плоским мощностью h. На окружностях $r = R_1$, $r = R_2$ заданы контурные давления $p_1(\theta)$ и $p_2(\theta)$. Требуется найти распределение давления $p(r, \theta)$ в кольце.

Введем в рассмотрение фильтрационный потенциал $\Phi = kp/\mu$, где k — проницаемость, μ — вязкость. Как принято в электростатике, будем искать решение уравнения $\nabla^2\Phi = 0$ в виде суммы

$$\Phi(r, \theta) = \varphi(r, \theta) + \varphi^*(r, \theta) \tag{1}$$

Здесь

$$\varphi^*(r, \theta) = \frac{q}{4\pi} \ln [r^2 + \delta^2 - 2r\delta \cos(\theta - \alpha)] \qquad \left(q = \frac{Q}{h}\right)$$

потенциал единичной [illegible] в неограниченной плоскости, $\varphi(r, \theta)$ — новая функция, не имеющая особенностей внутри кольца, должна удовлетворять [illegible]

Общее решение [illegible] известно, имеет вид

$$\varphi [illegible] \sum [illegible] (c_n \cos n\theta + d_n \sin n\theta) r^{-n}] \tag{2}$$

[illegible] коэффициенты c_0, c_1, a_n, b_n, c_n, d_n подлежат [illegible] граничным условиям

$$\begin{aligned} &[illegible]\ \Phi_1(\theta) = \frac{q}{4\pi} \ln [R_1^2 + \delta^2 - 2R_1\delta \cos(\theta - \alpha)] \\ &[illegible]\ \Phi_2(\theta) = \frac{q}{4\pi} \ln [R_2^2 + \delta^2 - 2R_2\delta \cos(\theta - \alpha)] \end{aligned} \tag{3}$$

[illegible] рядом Фурье

$$[illegible] + \sum_{n=1}^{\infty} (\Phi_{in} \cos n\theta + \Phi'_{in} \sin n\theta) \quad (i = 1, 2) \tag{4}$$

Коэффициенты определяются по формулам

$$\Phi_i = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \Phi_i(\theta)\, d\theta, \quad \Phi_{in} = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} \Phi_i(\theta) \cos n\theta\, d\theta, \quad \Phi'_{in} = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} [illegible]$$

Тогда, пользуясь разложением

$$\ln (1 + \alpha^2 - 2\alpha \cos \theta) = -2\sum [illegible]$$

после вычислений получаем распределение [illegible]

$$\Phi(r, \theta) = F(r, \theta) + \frac{q}{2\pi} \{ f(r, \theta) [illegible] \}$$

где

$$F(r, \theta) = \frac{\Phi_1 \ln R_2 - \Phi_2 \ln R_1 [illegible]}{\ln R_2/R_1} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left[\Phi_{1n}\left(\frac{r}{R_2}\right)^n - \Phi_{2n}\left(\frac{r}{R_1}\right)^n + \Phi_{2n}\left(\frac{R_1}{r}\right)^n - \Phi_{1n} [illegible] \right] [illegible]}{\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^n - \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^n} + \frac{\left[\Phi'_{1n}\left(\frac{r}{R_2}\right)^n - \Phi'_{2n}\left(\frac{r}{R_1}\right)^n + \Phi'_{2n}\left(\frac{R_1}{r}\right)^n - \Phi'_{1n} [illegible]\right] \sin n\theta}{\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^n - \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^n}$$

$$f(r, \theta) = -\frac{\ln R_2 \ln (\delta/R_1) + \ln r \ln (R_2/\delta)}{\ln (R_2/R_1)} [illegible] + \sum^{\infty} \frac{\cos n(\theta - \alpha)}{n} \left[\frac{[illegible] - \left(\frac{r}{R_1}\right)^n \left(\frac{\delta}{R_1}\right)^n + \left(\frac{R_1}{r}\right)^n [illegible]}{\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^n - \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^n} - \frac{\left(\frac{R_2}{r}\right)^n \left(\frac{R_1}{\delta}\right)^n}{\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^n - \left(\frac{R_2}{R_1}\right)^n} \right] \tag{9}$$

Прямой проверкой, учитывая (6), можно убедиться, что формула [illegible] удовлетворяет уравнению Лапласа и граничным условиям (4).

Потенциал Φ_c на контуре скважины малого радиуса r_c определяется согласно (7), формулой

$$\Phi_c = F(\delta, \alpha) + \frac{q}{2\pi} [illegible] \ln r_c [illegible] \tag{10}$$

Отсюда можно найти дебит q.

Посредством суперпозиции формулы [illegible] легко обобщаются на случай нескольких скважин.

Для частного случая $R_1 = 0$ [illegible] в (2) $c_1 = 0$, $c_n = d_n = 0$ и распределение [illegible] водится к виду

$$p(r, \theta) = p_2 \sum_{n=1}^{\infty} (p_{2n} \cos n\theta + p_{2n}' \sin n\theta) \left(\frac{r}{R_2}\right)^n + [illegible]$$

$$[illegible] \sum_{i=1} Q_i \ln \frac{r^2 + \delta_i^2 - 2r\delta_i \cos(\theta - \alpha_i)}{R_2^2 + r^2\delta_i^2 / R_2^2 - 2r\delta_i \cos(\theta - \alpha_i)} \qquad (11)$$

[illegible] δ_i, α_i — полярные координаты центра i-й [illegible] на контуре, ε — параметр проводимо[illegible] на окружности $r = R_2$.

$$[illegible] \qquad (12)$$

[illegible] давлениями p_{ci} уравнениями

$$[illegible] \sum_{1} [illegible] +$$

$$[illegible] \sum [illegible] \ln \left[\frac{R_2}{r_{cj}} \left(1 - \frac{\delta_j^2}{R_2^2}\right)\right] \qquad (13)$$

$$(j = 1, \ldots, N)$$

В случае несовершенных скважин под r_c следует подразумевать так называемый приведенный радиус $r_c \exp(-C)$, где C — фильтрационное сопротивление, обусловленное несовершенством скважины по величине и характеру вскрытия пласта.

Интерференция скважин в пласте, имеющем в плане форму односвязной или двухсвязной области, может быть [illegible] при помощи конформного отображения области на круг или круговое кольцо с последующим использованием формул (7) и (4).

Формулы (11) и (13) позволяют [illegible] приведенные радиусы скважин при помощи карты [illegible] и забойные давления, следующим образом.

Пусть на карте изобар [illegible] круг радиуса $R = R_2$ с центром в точке O. Давление на [illegible] определяется непосредственно по карте изобар и [illegible] гармонического анализа может быть разложено в ряд Фурье (5). Зная давление p_0 в точке O — центре круга, из формулы (11) [illegible] $r = 0$, находим параметр ε

$$p_0 = p_2 [illegible] \sum_{1} Q_i \ln [illegible] \frac{1}{2\pi (p_2 - p_0)} \sum_{i=1}^{N} Q_i \ln \frac{R_2}{\delta_i} \qquad (14)$$

Зная ε, Q_i, p_{ci} из системы (13) можно найти приведенные радиусы скважин, расположенных внутри круга.

Поступило 19 IV [illegible]

[illegible] СССР [illegible] НАУК

1955

[illegible] ГРУНТОВЫХ ВОД В РАЙОНАХ ПЛОТИН, ШЛЮЗОВ И КАНАЛОВ

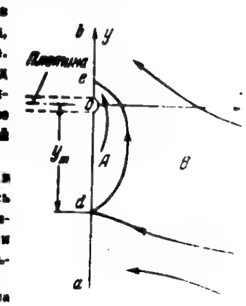
Н. Н. ВЕРИГИН

(*Москва*)

При устройстве плотин и других водоподпорных сооружений движение естественных грунтовых вод вблизи них существенным образом изменяется. Эти изменения состоят в том, что вблизи водоподпорного сооружения образуется зона фильтрации из верхнего бьефа в нижний (фиг. 1, зона A). Фильтрационное течение в этой зоне оттесняет естественный грунтовый поток в сторону нижнего бьефа.

При этом естественный грунтовый поток вблизи плотины претерпевает изгиб и разделяется на две отдельные зоны.

В наиболее типичном случае, когда естественные подземные воды питают реку, в одной из этих зон (фиг. 1, зона C) естественный поток движется из пород, слагающих берега и русло реки, ко дну верхнего бьефа, а в другой зоне (фиг. 1, зона B) этот поток течет из пород, слагающих берега и русло реки, ко дну нижнего бьефа.



Фиг. 1

Такая кинематическая картина имеет место под дном водохранилища и в основании плотины (в вертикальном разрезе), а также в берегах реки и в зоне береговых примыканий [illegible] (в горизонтальной плоскости).

Для расчета [illegible] в береговой зоне вблизи [illegible] изучалось главным образом установившееся движение фильтрационных вод [1,2,4,9]. В частном случае линейной задачи Н. Н. Павловским исследована неустановившаяся фильтрация под плотиной [1].

В одном случае фильтрации в обход плотины на канале П. Я. Полубариновой-Кочиной впервые было рассмотрено неустановившееся движение фильтрационных вод в береговой зоне [6,7].

Исследование этого движения представляет принципиальный и практический интерес, так как наблюдения за режимом грунтовых вод в районах плотин показывают, что фильтрационное течение и естественный грунтовый поток [illegible] тельный период после постройки сооружения изменяются во времени.

Фильтрационный и естественный грунтовый [illegible] основании плотины после постройки сооружения [illegible] говые потоки, однако и здесь наблюдается [illegible] нения напоров грунтовых вод по сравнению [illegible]

Неустановившийся характер течения [illegible] степени вызывается также периодическими [illegible] бьефа. Ниже исследуется переменный режим грунтовых [illegible] водоподпорных сооружений (главным образом в береговой [illegible]).

1. Основное уравнение. Течения, вызываемые линейными [illegible] В [illegible] зоне движение грунтовых вод со свободной [illegible] [illegible] уравнением так называемой «плановой задачи» [illegible]

[illegible] ... пласта это уравнение [illegible] ... уравнению теплопроводности, в [illegible] ... напора [3,4], т. е.

$$u = \frac{h^2}{2} \qquad (1.1)$$

[illegible] ... координатами x, y в момент вре- [illegible] ...

[illegible] ... вблизи плотины распо- [illegible] ... реки (фиг. 1, точка 0) [illegible] ... интенсивности M [illegible] ... нам для дальнейшего [illegible]

[illegible] (1.2)

[illegible] ... методу, указан- [illegible] ... более об- [illegible] ... также [illegible] ... действующего [illegible]

[illegible] (1.3)

[illegible] (1.4)

[illegible] ... будут частными решениями этого уравнения, [illegible] ... подстановки (1.4) в (1.1). В [illegible] ... будет

[illegible] (1.5)

[illegible] (1.6)

Это выражение [illegible] ... ного непрерывно [illegible] ... выражение [illegible] ... линейным [illegible] ... Если t [illegible] ... вихря [illegible] ... координатами x и y. [illegible] ... использованная [illegible] ... при изучении про-

[illegible] аналогичное решение для того же угла, но при мгновенном [illegible] напора на $^1/_4 M$ вдоль стороны ox.

Решение рассматриваемой задачи можно найти также посредством размещения вдоль оси y (или x) постоянно действующих линейных [illegible] ... тов с осями, параллельными оси x (или соответственно y).

Обозначая в (1.6)

$$v = \frac{x}{2\sqrt{at}}, \qquad \lambda = \frac{y}{2\sqrt{at}}, \qquad \theta = \operatorname{arctg}\frac{y}{x} \ldots$$

и вводя в (1.6) подстановку $\xi = \operatorname{arctg}(\ldots)$, будем иметь

$$u = \frac{M}{4} B(r, \theta), \qquad B(r, \theta) = \ldots$$

Интеграл (1.8) можно представить [illegible] ... функции $B(r, w)$, выражающейся следующим [illegible]

[illegible]

или

[illegible]

Это выражение для B получается посредством разложения подынтегральной функции (1.8) в степенной ряд и почленного его интегрирования.

При [illegible] ... из (1.6) будет [10]

[illegible]

[illegible] ... При [illegible]

[illegible]

$B(\infty, \ldots)$ [illegible]

Используя [illegible] ... вихря, мы рассматривали [illegible] ... вод вблизи плотин [illegible]

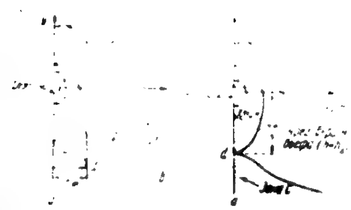
2. Плотина на реке или канале. [illegible] принципиальной схеме движения грунтовых [illegible]. Допустим, что до устройства плотины существует [illegible] грунтовый поток, параллельный оси x и определяемый уравнением (1.1) при $\partial h/\partial t = 0$. Пусть далее, после устройства плотины, при времени $t = 0$ горизонт воды вдоль уреза верхнего бьефа oa мгновенно повышается от высоты над ложем пласта h_1 до высоты h_2 и в дальнейшем поддерживается постоянным. Тогда начальное и граничные условия задачи будут:

$$h = h_e(x) \quad (2.1)$$

$$\text{при } y \ldots \quad (2.2)$$

$$\text{при } y \ldots \quad (2.3)$$

где [illegible] длины реки в естественных условиях [illegible] грунтовых вод к реке $q_0 < 0$) и k — коэфф[illegible]. Решение уравнения (1.1) при [illegible] условиях находится [illegible] потоком сложения течения, [illegible] линейным вихрем, [illegible] одномерного потока вдоль оси [illegible] при мгновенном подъеме уровня воды вдоль уреза реки oa, т. е.



Фиг. 2

$$\tfrac{1}{2} h^2 = \ldots M B(v, w) + N[1 - \Phi(\ldots)] + \tfrac{1}{2} h_e^2 \quad (2.4)$$

Определяя постоянные M и N из условий (2.2) и (2.3), получим:

$$h = \sqrt{h_e^2 + \tfrac{1}{2}(h_2^2 - h_1^2)[1 - \Phi(v) - B(v, w)]} \quad (2.5)$$

где $v = x/2\sqrt{at}$ и $w = y/x$, а функции $B(v, \ldots)$, $B(v, 0)$, вычисленная нами по (1.9), находится из графика фиг. [illegible].

При пользовании этим графиком следует иметь в виду, что $B(v, -w) = -B(v, w)$, и потому [illegible] четверти $B > 0$, а в четвертой $B < 0$. При y [illegible]

$$h = \ldots h_2 \ldots [1 - \Phi(v)] \quad (2.6)$$

где при y [illegible] $m = 1$.

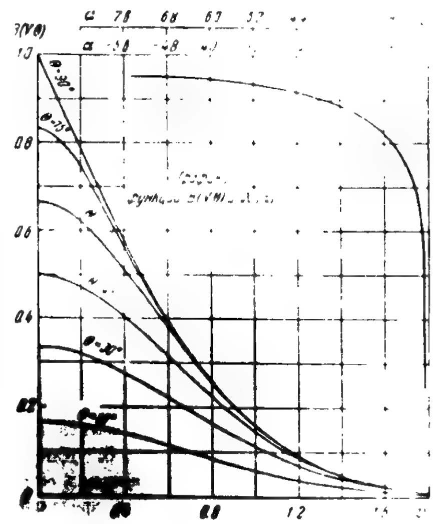
Из (2.5) [illegible] $h \to h_e$, а при $t = \infty$ имеем

$$h = \sqrt{h_e^2 + \frac{h_2^2 - h_1^2}{\pi}\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)} \quad (2.7)$$

Рассматриваемое [illegible] характеризуется весьма интересной кинематической [illegible]. Именно, при $q_0 < 0$ после подъема уровня водохранилища [illegible] первый период времени длительностью t_s на всем протяжении уреза верхнего бьефа oa происходит фильтрация воды из водохранилища в грунтовый поток (фиг. 2, *а*). При этом на поверхности

грунтовых вод образуется фильтрационная депрессия (ложбина), вытянутая вдоль уреза водохранилища (фиг. 2 *а*, пунктир). Наинизшие точки этой ложбины вначале перемещаются от уреза водохранилища в глубь берега, достигают некоторого максимального удаления от этого уреза и затем снова приближаются к нему.

В этот период времени на оси ложбины в бесконечности существует критическая точка (точка разветвления потока) d, имеющая координаты $y = -\infty$ и $x = x_m$. В этой точке скорость фильтрации равна нулю, а глубина потока имеет минимум. К точке d примыкает мгновенная линия тока de, разграничивающая весь поток грунтовых вод на две зоны (фиг. 2 *а*, зоны A и B).



Фиг. 3

В последующий период времени, т. е. при $t > t_s$ (фиг. 1, *б*), на части уреза верхнего бьефа da, удаленной от плотины, восстанавливается естественное грунтовое питание водохранилища, и депрессия в уровне грунтовых вод исчезает. На части верхнего бьефа do, примыкающей к плотине, по-прежнему происходит фильтрация из водохранилища в грунтовый поток и существует фильтрационная депрессия. В этот период критическая точка d находится на урезе верхнего бьефа. К ней примыкает мгновенная раздельная линия тока bde, разграничивающая весь поток на три зоны (фиг. 2, *б*, зоны A, B и C).

В обоих случаях раздельные линии тока не совпадают с осью фильтрационной депрессии.

При $q_0 > 0$ кинематическая структура потока будет иной (в этом случае точка разветвления d при $t = t_r$ появляется на урезе нижнего бьефа и затем перемещается вдоль этого уреза, удаляясь от плотины).

Первый период времени t_s определится из условия [illegible] при $x = 0$, где h находится из (2.6) при $m = 1$ и будет

$$t_s = \frac{k^2 (h_2^2 - h_1^2)^2}{4\pi q_0^2 a}$$

Фильтрационный расход на единицу длины уреза [illegible] найдется из (2.5) и (1.8)

$$q\big|_{y=0} = -k \frac{\partial(\tfrac{1}{2}h^2)}{\partial x} = q_0 - k \frac{h_2^2 - h_1^2}{4} \ldots$$

где

$$B_1(x, w) = 1 - \Phi(x) - B(x, w) = \frac{2}{\pi}\, x \int_0^{\infty} \exp\left(- [illegible]\right)$$

Дифференцируя интеграл (2.10) по x, принимая [illegible] интегрируя по [illegible] получим

[illegible]

где через [illegible] подынтегральное выражение в (2.10), а $\xi = \eta / 2\sqrt{at}$. В [illegible] окончательно получаем

$$q_x = [illegible]\, F(\lambda) \qquad (2.11)$$

$$F(\lambda) = \left[1 - \Phi(\lambda) [illegible]\right] \qquad [illegible] \frac{y}{2\sqrt{at}}$$

Отметим, что $F(0) = [illegible]$, $F(\infty) = 0$ и $F(-\infty) = 2$. Для второго периода времени $t > t_1$ ордината критической точки на урезе водохранилища найдется из (2.11) при $q_x = 0$ и будет

$$y_m = 2\lambda_m \sqrt{at} \qquad (2.12)$$

где λ_m находится из уравнения

$$F(\lambda_m) = -\frac{4q_0\sqrt{\pi at}}{k(h_2^2 - h_1^2)} = \alpha \qquad (2.13)$$

В (2.12) и (2.13) при $q_0 < 0$ величина $\alpha > 0$ и $\lambda_m, y_m < 0$, а при $q_0 > 0$ величина $\alpha < 0$ и $\lambda_m, y_m > 0$. Для упрощения вычисления λ_m по (2.13) на фиг. 3 приводится график $\lambda_m = f(\alpha)$.

При $t \to \infty$ из (2.13) получается предельное расстояние критической точки от плотины[12]:

$$y_m = \frac{k(h_2^2 - h_1^2)}{[illegible]} \qquad (2.14)$$

Фильтрационный расход из верхнего бьефа [illegible] обход плотины определится из (2.11) и будет

$$Q = \int_{y_m}^{y_0} [illegible] \, dy \qquad [illegible] \int F(\lambda)\, d\lambda \qquad (2.15)$$

Входящий [illegible]

$$\int [1 - \Phi(\lambda) [illegible]] \, [illegible] = [illegible] \frac{1}{2\sqrt{\pi}}\, Ei(-\lambda^2) \Big]_{\lambda_m}^{\lambda_0}$$

[illegible]

$$[illegible]\, A(\lambda_0) [illegible] - q_0 (y_m - y_0) \qquad (2.16)$$

$$[illegible] \left\{ [illegible] [1 - \Phi(\lambda)] - \frac{1}{\pi}\left[e^{-\lambda^2} + \frac{1}{2} Ei(-\lambda^2)\right]\right\}$$

$$\lambda_m = \frac{y_m}{2\sqrt{at}}, \qquad \lambda_0 = \frac{y_0}{2\sqrt{at}} \qquad (2.17)$$

[illegible] обходного непроницаемого [illegible] верхнего бьефа (при $q_0 < 0$) или нижнего [illegible] $q_0 > 0$), и величина y_m находится по (2.12). Предельные значения функции $A(\lambda)$ будут $A(0) = \infty$, $A(\infty) = 0$ и $A(-\infty) = [illegible]$.

При $-0.001 < \lambda < 0.001$ функция A равна

$$A(\lambda) = 0.282\lambda - 0.205 - 0.159 \ln [illegible]$$

При $\lambda > 3$ и $\lambda < -3$ следует пользоваться формулами

$$A(\lambda) = \frac{1}{\pi}\lambda^3 e^{-\lambda^2}, \qquad A(\lambda) [illegible]$$

Значения функции $A(\lambda)$ приводятся в таблице

λ	$A(\lambda)$	λ	$A(\lambda)$	λ	$A(\lambda)$
∞	0	0.04	[illegible]	[illegible]	0.20
3.0	0,00035	0.03	[illegible]	[illegible]	0.17
1.0	0.0033	0.02	[illegible]	[illegible]	0.15
0.90	0.0050	0.01	0.56	[illegible]	0.13
0.80	0.0077	0.005	0.64	−0.20	0.0085
0.70	0.012	0.003	0.72	[illegible]	−0.11
0.60	0.018	0.001	0.90	−0.40	−0.18
0.50	0.027	0	∞	−0.50	[illegible]
0.40	0.041	−0.001	0.89	−0.60	[illegible]
0.30	0.064	−0.003	0.72	−0.70	[illegible]
0.20	0.104	−0.005	0.64	−0.80	[illegible]
0.10	0.19	−0.01	0.53	−0.90	[illegible]
0.09	0.20	−0.02	0.41	−1.0	[illegible]
0.08	0.22	−0.03	0.34	−2.0	[illegible]
0.07	0.24	−0.04	0.30	−4.0	[illegible]
0.06	0.26	−0.05	0.26	[illegible]	
0.05	0.29	−0.06	0.23		

При $t \to \infty$ вместо (2.16) получим[12]:

$$Q = \frac{k(h_2^2 - h_1^2)}{[illegible]} \ln \frac{y_m}{y_0} - q_0 (y_m - y_0) \qquad [illegible]$$

где y_m находится из (2.14). В (2.17) [illegible] (2.18), как и ранее, при [illegible] будет y_m, y_0 [illegible], а при q_0 [illegible] формулы (2.7) [illegible] и (2.18) для расчета фильтрационного [illegible] вившегося движения были [illegible] при проектировании [illegible] же было рассмотрено [illegible] сложных схемах сопряжения [illegible]

3. Шлюз или плотина при [illegible] бьефов. Пусть после устройства [illegible] наполнение верхнего бьефа [illegible] потока здесь мгновенно повышается [illegible] $t = t_1$ происходит наполнение [illegible] потока здесь мгновенно возрастает [illegible] [illegible] задачи будут

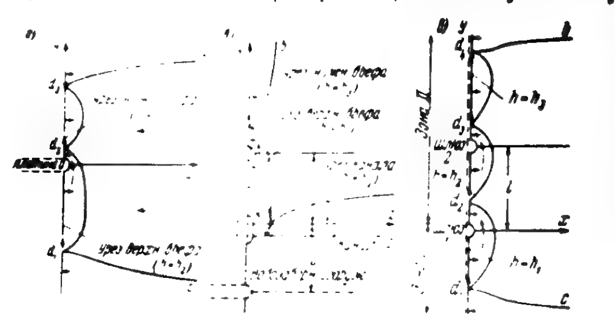
$$h(0, y, t) = h_1 \quad (\text{при } y [illegible]) \qquad [illegible]$$

Начальное условие при $t < t_1$ [illegible]

$$h(x, y, 0) = \sqrt{h_0^2 - 2\frac{q_0}{k}x} [illegible]$$

где q_0 — удельный бытовой расход потока и k — [illegible] грунта

При $t > t_1$ начальное условие будет иным: оно состоит в том, что при $t = t_1$ выражения $h(x, y, t)$ для $t < t_1$ и для $t > t_1$ должны совпадать друг с другом. Иначе говоря, при $t > t_1$ начальное условие опре-



Фиг. 4

деляется поверхностью грунтовых вод, сформировавшейся в процессе неустановившегося движения за предшествующий период времени длительностью t_1.

При $t < t_1$ решение данной задачи найдено выше и выражается равенством

$$h^2 = h_e^2 + \frac{1}{2}(h_2^2 - h_0^2) B_1, \qquad B_1 = [1 - \Phi(v) - B(v, w)]$$

$$v = \frac{x}{2\sqrt{at}}, \qquad w = \frac{y}{x} \quad [illegible] \tag{3.3}$$

При $t > t_1$ решение задачи находится путем сложения потока, определяемого равенством (3.3), течения [illegible] линейным вихрем, непрерывно действующим на прямой [illegible] момента времени $t = t_1$ и одномерного движения, обра[illegible] повышения уровня воды в нижнем бьефе в момент [illegible] до h_1

Выполняя такое сложение, [illegible]

$$h^2 = h_e^2 + \frac{1}{2}[illegible] MB(v_1, w) + N\Phi(v_1) + P \tag{3.4}$$

$$[illegible] \tag{3.5}$$

Введем в (3.4) [illegible] выражаемые по (3.3) при $t = t_1$, и граничные условия [illegible]. Тогда, принимая во внимание, что $B(\infty, w) = 0$ и B [illegible] 1, найдем постоянные M, N и P. После подстановки их значений в (3.4) получим

$$h = \sqrt{h_e^2 + \frac{1}{2}[(h_2^2 - h_0^2) B_1(v, w) + (h_1^2 - h_0^2)[1 - \Phi(v_1) + B(v_1, w)]]}, \tag{3.6}$$

где B_1 выражается по (3.3)

[illegible] наполнения верхнего и нижнего [illegible] по ходу вместо (3.6) получим

$$[illegible](h_1^2 + h_2^2 - 2h_0^2)[1 - \Phi(v)] - (h_2^2 - h_1^2) B(v, w)] \tag{3.7}$$

При $q_0 = 0$ и $h_e = h_0$ из (3.7) получается случай, рассмотренный в работах [6,7] иным методом.

Решение (3.6) можно распространить на случай наполнения бьефов по произвольному, наперед заданному графику зависимости [illegible] в бьефах от времени. Для этого воспользуемся [illegible] 1950 г. аппроксимацией колебаний уровня воды на [illegible] потока ступенчатой линией $h = f(t)$ [1]. Кроме того [illegible] ния уровня воды в верхнем и нижнем бьефах [illegible] можно, а именно: в моменты времени $1, \ldots, n$ глубина [illegible] на урезе верхнего бьефа повышаются до $H_1, \ldots, H_n$ [illegible] бьефа соответственно до $h_1, \ldots, h_n$. Тогда, в соответствии с (3.7) получим

а) первый период ($0 < t < t_1$)

$$h_1^2 = h_e^2 + \frac{1}{2}[(H_1^2 + h_1^2 - 2h_0^2)\,\mathrm{erfc}\,[illegible] - (H_1^2 - h_1^2) B(v_0, w)]$$

$$v_0 = \frac{y}{2\sqrt{at}}, \qquad w = \frac{y}{x} \tag{3.8}$$

б) второй период ($t_1 < t < t_2$)

$$h_{II}^2 = h_1^2 + \frac{1}{2}\{[(H_2^2 + h_2^2) - (H_1^2 + h_1^2)]\,\mathrm{erfc}\,v_1 - [(H_2^2 - h_2^2) - (H_1^2 - h_1^2)] B(v_1, w)\}$$

$$v_1 = \frac{y}{2\sqrt{a(t - t_1)}}$$

в) период номер n ($t_{n-1} < t < t_n$)

$$h_n^2 = h_{n-1}^2 + \frac{1}{2}\{[(H_n^2 + h_n^2) - (H_{n-1}^2 + h_{n-1}^2)]\,\mathrm{erfc}\,[illegible] - [(H_n^2 - h_n^2) - (H_{n-1}^2 - h_{n-1}^2)] B(v_{n-1}, w)\}$$

$$v = \frac{y}{2\sqrt{a(t - t_{n-1})}}$$

где $\mathrm{erfc}(v) = 1 - \Phi(v)$, а h_e находится из (3.2)

Кинематическая структура течения, определяемого уравнением в общем случае характеризуется наличием трех критических точек (фиг. 4 а, точки d_1, d_2 и d_3). [illegible] (3.7), точки d_1 и d_3 [illegible] соответственно при q [illegible] точки переходят на урез [illegible] жаясь к плотине. Точка d [illegible] и движется вдоль уреза нижнего [illegible]

Направление течения [illegible] перемещения точек d_1 [illegible]

При $t \to \infty$ точки d_2 и d_3 [illegible] уравнение (3.7) переходит в выражение [illegible] установившемся плоско-параллельном [illegible]

Если в (3.7) $q_0 \neq 0$, то существу[illegible]

[1] В работе [4] этот способ обобщен на случай [illegible] ломаной линии, а также кусочно-гладкой кривой [illegible]

4. Плотина, головное водозаборное сооружение и [illegible] канал. Рассмотрим движение грунтовых вод вблизи плотины [illegible] наличии на расстоянии l от нее водозабора e и магистрального [illegible] ее, нормального к урезу верхнего бьефа (фиг. 4,б). Примем, что в момент времени $t = 0$ начальная всюду постоянная глубина воды h_0 [illegible] бьефе до h_1, в канале — до h_2 ($h_0 < h_1$) [illegible] h. В дальнейшем эти глубины поддерживаются [illegible] течение грунтовых вод в зоне между [illegible] l и в зоне между каналом и [illegible] друг от друга, и их [illegible] зону, где имеет место [illegible]. Поместим в точке пересечения [illegible] наложенных друг на друга [illegible] противоположных направлениях [illegible] M. В точке сопряжения [illegible] относительно [illegible] интенсивно- [illegible] M и M_1.

[illegible] интенсивности M [illegible] глубины [illegible]

$$[illegible]\ B(r, \tfrac{y}{r}) + (h_2^2 - h_0^2)\ [illegible]$$

$$[illegible]\ h_0^2) \left[B\left(r, \frac{y+l}{x}\right) + B\left(r, \frac{y}{x}\right) \right] \qquad (4.1)$$

$$r = \frac{x}{2\sqrt{at}}, \quad t = \frac{y}{2\sqrt{at}} \quad (r, y\ [illegible])$$

[illegible] водохранилища глубина [illegible] бьефа не [illegible] чаще всего имеет место, то [illegible]. Если [illegible] в канале и водохранилище [illegible] глубина [illegible] канала, [illegible] (4.1) [illegible]. При $h_1 = h_0$ [illegible] (4.1) получается уравнение [illegible] фильтрации [illegible] именно

$$h^2 \ [illegible] \qquad (4.2)$$

[illegible] решении [illegible] решение, или

$$[illegible] \qquad (4.3)$$

$$[illegible]\ \operatorname{arctg}\frac{y+l}{x} + \operatorname{arctg}\frac{y-l}{x}\Big) \qquad (4.4)$$

[illegible] видно, что при $y = 0$ $h = h_2$, при $x = 0$ и $y > l$ $h = h_2$, а при $x = 0$ и $y < l$ $h = h_1$.

Если при $t = 0$ глубина грунтового потока выражается по (3.2), то к правой части решения (4.1) нужно добавить слагаемое

$$F(x, y, t) = -2\frac{q_0}{k}x\Phi(r) \qquad [illegible]$$

Функция F характеризует собой некоторое дополнительное [illegible], возникающее в области прямого угла xoy при граничных [illegible] $F(0, y, t) = 0$, $F(x, 0, t) = 0$ и начальном условии

$$F(x, y, 0) = -2\frac{q_0}{k}x$$

Кинематическая структура течения, определяемая [illegible] (4.1) изображена на фиг. 4, б. В общем случае [illegible] имеются две точки разветвления (фиг. 4, [illegible] d_1 [illegible] численное исследование, в процессе неустановившегося [illegible] точки d_1 и d_2 удаляются от плотины o и e. При установившемся движении сохраняется лишь одна критическая точка d_1.

5. Канал с несколькими шлюзами. Исследуем движение грунтовых вод в районе прямолинейного канала при наличии на нем нескольких шлюзов, находящихся на расстояниях $l_1 \ldots l_n$ друг от друга и имеющих разные напоры.

Рассматриваемая задача решается посредством размещения непрерывно действующих линейных вихрей в местах расположения шлюзов и сложения вызванных ими течений с некоторым дополнительным двумерным потоком, определяемым уравнением типа (4.5). Интенсивность и направление этих вихрей, вообще говоря, различны; если глубина воды в разделенных шлюзами соседних бьефах всюду возрастает вдоль канала, то направление этих вихрей будет одинаковым.

Примем, что естественная глубина грунтового потока в районе канала определяется уравнением

$$h_e = \sqrt{h_0^2 - 2\frac{q_0}{k}x - 2\frac{q_1}{k}y} \qquad (q_0, q_1\ [illegible]) \qquad (5.1)$$

где h_0 — бытовая глубина потока в месте расположения одного из шлюзов (в начале координат), q_0 и q_1 — удельные расходы грунтового потока [illegible] y.

Пусть далее на канале [illegible] шлюза, находящиеся на расстоянии l друг от друга [illegible] глубины в их бьефах мгновенно повышаются [illegible] во втором бьефе и h_3 в третьем [illegible].

При таких условиях решение [illegible]

$$h^2 = h_e^2\ [illegible]$$

$$[illegible]\ (h_2^2 - h_e^2)\ [illegible]$$

где

$$r = \frac{x}{2\sqrt{at}}, \quad [illegible]$$

$$F_1(x, y, t)\ [illegible]$$

Имея в виду, что $B(0, \pm\infty) = \pm 1$ и [illegible] (5.2) получается: глубина $h = h_1$ (для $y < 0$) [illegible] и $h = h_2$ (для $y > l$), а при $t = 0$ глубина h [illegible] $t \to \infty$ из (5.2), принимая во внимание, что $B(0, \infty)$ [illegible]

$$h^2 = 2\frac{q_0}{k}x + \frac{1}{2}(h_1^2 + h_2^2) - \frac{(h_1^2 - h_2^2)}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{y}{x} [illegible] \frac{(h_2^2 - h_1^2)}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{y-l}{x} \qquad (5.4)$$

При $x = 0$ уравнение (5.4) удовлетворяет тем же граничным условиям, что и (5.2).

В рассмотренном течении в общем случае существуют четыре критические точки d_{1-4}, располагающиеся на урезах бьефов (фиг. 4, *е*).

При $t \to \infty$ точки d_1 и d_4 сливаются одна с другой, и поэтому в потоке сохраняются только две критические точки (d_1 и d_2).

Решение двух последних задач при помощи рекуррентных формул типа (3.10) можно распространить на случаи одновременных или разновременных колебаний уровня воды в бьефах по закону ступенчатой линии. Во всех рассмотренных выше и других подобных задачах при $t \to \infty$ число критических точек равно $n - 2$, где n — число границ равного напора во внешнем контуре течения.

Во всех рассмотренных задачах можно более подробно исследовать кинематическую структуру потока. Если известна функция $u = \frac{1}{2}h^2$, то уравнение мгновенных линий тока будет

$$\frac{dy}{dx} = \frac{q_y}{q_x} \qquad (\text{при } t = \text{const}) \qquad (5.5)$$

где

$$q_y = -k\frac{\partial u}{\partial y}, \qquad q_x = -k\frac{\partial u}{\partial x} \qquad (5.6)$$

Уравнение траекторий движения будет:

$$\frac{dx}{q_x[x, y, t(x, y)]} = \frac{dy}{q_y[x, y, t(x, y)]} \qquad (5.7)$$

где время t выражено через x, y из уравнения мгновенных линий тока.

Если в районах плотин, шлюзов и каналов залегают напорные подземные воды (а не грунтовые воды со свободной поверхностью), то неустановившееся движение их будет описываться уравнением упругого режима. В этом уравнении за неизвестную функцию можно принять величину mH, где H — напор под водонепроницаемой кровлей пласта, а m — мощность (толщина) пласта. Имея в виду, что уравнения движения напорных и ненапорных вод принципиально одинаковы, получим следующую формулу [illegible]

$$[illegible] \; 2Hm \qquad (5.8)$$

Подставляя в полученные выше решения вместо глубин потока h, h_1, h_2 и т. д. их выражения через напоры H, H_1, H_2 и т. д. по (5.8), получим аналогичные решения для упругого режима фильтрации. При этом изменится также значение коэффициента пьезопроводности a.

[illegible] быть использованы не только при [illegible] в берегах реки вблизи гидросоору[illegible], но и при исследовании фильтрации в основа[illegible] (плоская задача).

[illegible] (4.5) и (5.3) могут быть использованы для расчета дви[illegible] грунтовых вод между дренами, пересекающимися под прямым [illegible] при естественном уровне грунтовых вод, определяемом уравн[illegible] (5.1).

[illegible]

ЛИТЕРАТУРА

1. Павловский Н. Н. Теория движения грунтовых [illegible] [illegible]. Литограф. изд., 1922.
2. Аравин В. И. и Нумеров С. Н. [illegible] в недеформируемой пористой среде. 195[illegible]
3. Веригин Н. Н. О неустановившемся [illegible] хранилищ. ДАН, т. 66, вып. 6, 1949.
4. Веригин Н. Н. Фильтрация в обход [illegible] противофильтрационных завес. Гидротехническое строительство, № [illegible], 19[illegible]
5. Веригин Н. Н. Движение грунтовых вод вблизи водохранилищ. Гидротехническое строительство, № 4, 1952. Режим грунтовых вод при наполнении и сработке водохранилищ. Гидротехническое строительство, № 11, 19[illegible]2.
6. Полубаринова-Кочина П. Я. О неустановившемся движении грунтовых вод при фильтрации из водохранилищ. ПММ, т. 13, вып. 2, 1949.
7. Полубаринова-Кочина П. Я. Теория движения грунтовых во[illegible] ГИТЛ, 1952.
8. Полубаринова-Кочина П. Я. Некоторые плоские задачи теории фильтрации газа в угольном пласте. ПММ, т. 18, вып. 1, 1954.
9. Недрига В. П. Расчет фильтрации в обход гидротехнических сооружений. Гидротехническое строительство, № 5, 1947.
10. Веригин Н. Н. и Шестаков В. М. Методы расчета движения грунтовых вод в двухслойной среде. Изд. ВОДГЕО, 1954.
11. Рыжик И. М. и Градштейн И. С. Таблицы интегралов, рядов, сумм и произведений. ГИТЛ, 1951.
12. Бочевер Ф. М. Гидрогеологическая оценка береговой фильтрации в обход плотин. Гидротехническое строительство, № 6, 195[illegible]

ИЗВЕСТИЯ [illegible]
[illegible]
№ 6

О ВЫБОРЕ ВЕЛИЧИНЫ РАСЧЕТНОЙ СКОРОСТИ ВОЗДУХА В ОСЕВЫХ КОМПРЕССОРАХ ТРАНСПОРТНЫХ И ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

Б. М. ЛИХТЕРОВ

(Ленинград)

Сделана попытка [illegible] зависимости, позволяющие оценить влияние величины расчетной скорости [illegible] компрессоре на его адиабатический к. п. д., габариты проточной части, [illegible] по критическому числу оборотов ротора.

Так как мощность, расходуемая на сжатие воздуха в газотурбинной установке при температурах газа, не превышающих 1000°, примерно в 2—3 раза больше полезной мощности, то к. п. д. компрессора оказывает большое влияние на общий к. п. д. цикла, а вес его составляет весьма заметную долю веса всей установки. К. п. д. осевого компрессора, его габариты и вес существенным образом зависят от величины абсолютной скорости потока воздуха в проточной части.

Увеличение расчетной скорости воздушного потока C при постоянном коэффициенте расхода воздуха φ дает возможность увеличить напор ступени за счет увеличения окружной скорости и уменьшить габариты и вес компрессора при заданной степени повышения давления ε и весовом расходе воздуха G. Однако следует иметь в виду, что увеличение расчетной скорости течения воздуха приводит к увеличению относительных величин потерь во входном и выходном устройствах, а следовательно, к снижению адиабатического к. п. д. η_k всего компрессора[1]. Если, кроме того, увеличению скорости соответствует такое увеличение числа M на входе в лопаточный венец, при котором значение его будет превышать критическое число M, то адиабатический к. п. д. компрессора будет уменьшаться также и вследствие уменьшения к. п. д. отдельной ступени.

При проектировании стационарных установок вопрос о весе и габаритах отдельных машин является второстепенным, главным для этих установок является вопрос [illegible]. Поэтому величина скорости воздуха в осевом компрессоре [illegible] установки выбирается обычно [illegible] малой, [illegible] входном и выходном устройствах становятся незначительными [illegible] M на входе в лопаточный венец меньше критического.

[1] Под входным устройством понимается совокупность входного патрубка и [illegible] направляющего аппарата (расположенного перед рабочим колесом первой ступени), под выходным устройством — совокупность спрямляющего аппарата ([illegible] направляющим венцом последней ступени), выходного диффузора и [illegible] патрубка.

[illegible] установок выходят на требования [illegible] при приемлемой экономичности. Поэтому [illegible] воздушного потока в авиационных компрессорах вы[illegible] допустимой по условиям прочности или по чис[illegible] компрессорам транспортных газотурбинных установок обычно предъявляются требования обеспечения высокой экономичности при малых весах и габаритах. Поэтому вопрос о правильном выборе величины скорости воздушного потока при проектировании осевых компрессоров транспортных установок приобретает важное значение[1].

Задача сводится к получению зависимостей, позволяющих оценить влияние величины скорости воздушного потока в компрессоре на его адиабатический к. п. д., габариты, число оборотов и на некоторые характеристики прочности.

Из рассмотрения процесса изменения состояния воздуха в компрессоре (фиг. 1) можно установить, что адиабатический к.п.д. компрессора выражается функцией

$$\eta_r = f(\eta_{вх},\ \eta_{ст},\ \eta_{вых},\ C_1,\ C_2,\ C_3,\ \varepsilon,\ T_0) \tag{1}$$

где $\eta_{вх}$, $\eta_{ст}$, $\eta_{вых}$ — к.п.д. соответственно входного устройства, ступени компрессора и выходного устройства; C_1, C_2, C_3 — абсолютная скорость потока соответственно перед первой ступенью, за последней ступенью и на выходе из компрессора; $\varepsilon = p_3/p_0$ — степень повышения давления в компрессоре; T_0 — температура воздуха перед приемным патрубком компрессора. Функция (1) может быть преобразована к виду

$$\eta_n = f(\eta_{вх}, [illegible] M_1^*, \varepsilon, \beta) \tag{2}$$

где

$$M_1^* = \frac{C_1}{\sqrt{gkRT_0}},\quad [illegible] \quad \beta = \frac{C_3}{C_1} \tag{3}$$

Ниже, при нахождении вида зависимости (2), приняты следующие допущения: а) число ступеней бесконечно большое; б) входная скорость воздуха C_0 равна нулю, а скорость на выходе из выходного устройства компрессора C_3 полностью теряется; в) к.п.д. всех ступеней одинаков.

Допущение (а) обосновывается сравнением адиабатических к.п.д. для процесса сжатия с бесконечно большим и конечным числом ступеней. Расчеты, проведенные по формулам (9.9) и (9.10) книги И. И. Кириллова [1], а также по формулам [illegible] отчета [2], показывают[2], что при степени повышения давления в компрессоре [illegible] расхождение между этими к.п.д. не превышает [illegible]

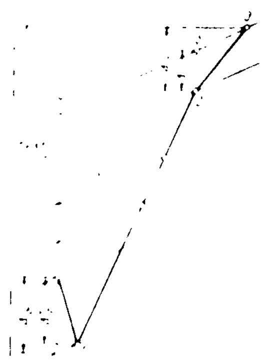
Допущение (б) практически не вносит [illegible] ввиду малости работы сжатия от входной [illegible] по сравнению с затраченной в ступенях работой [illegible]

[1] Следует также иметь в виду, что, меняя величину [illegible] можно влиять не только на к.п.д., габариты и число оборотов [illegible] на ряд характеристик прочности (например, на критическое [illegible]

[2] В книге [1] формулы выведены для случая одинаковых [illegible] давления во всех ступенях; для случая одинаковых напоров [illegible]

[3] При больших выходных скоростях C_3 и малых степенях повышения [illegible] следует ввести коэффициент использования выходной кинетической энергии [illegible]

Для оценки погрешности, вносимой допу[illegible] цесс сжатия в ступенях несколько подробнее [illegible] ступени для [illegible]



Фиг. 1. [illegible]

где $\Delta T_{1,0} = \frac{\Delta T_{0,1}}{\eta_{вх}}$, ΔT_{0c} [illegible]

$\Delta T_{s2} = \Delta T_{s1} \cdot \eta_{диф}$, $\Delta T_{ss} =$ [illegible]

а адиабатический к.п.д. ступени равен

$$\eta_{ст} = \frac{AC}{AD} = \frac{T}{\Delta T}\left[\left(1 + \frac{\Delta p}{p}\right)^{x} - 1\right] \quad \left(x = \frac{k-1}{k}\right) \tag{4}$$

При бесконечно большом числе ступеней $\Delta T \to 0$ и $\Delta p \to 0$. Представив функцию [illegible] в виде степенного ряда [illegible] пределу при $\Delta T \to 0$ и [illegible]

$$[illegible] \frac{k-1}{k} \frac{dp}{p} = \eta_{ст} \frac{dT}{T} \tag{5}$$

Уравнение [illegible] представляет собой дифференциальное уравнение процесса сжатия в ступенях компрессора.

В общем случае к.п.д. ступени меняется вдоль проточной части и может быть выражен в виде функции $\eta_{ст} = f(T)$. Определение уравнения процесса 1–2 сжатия в ступенях компрессора производится путем интегрирования дифференциального уравнения (5) при известной зависимости $\eta_{ст} = f(T)$. Рассмотрим некоторые частные случаи.

(I). В случае постоянного к.п.д. ступени

$$\eta_{ст} = f(T) = \text{const}$$

уравнение процесса сжатия будет иметь следующий вид

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{[illegible]} \tag{6}$$

а адиабатический к.п.д. процесса 1–2 равен

$$[illegible] \tag{7}$$

(II). В случае [illegible] ступени с повышением температуры

$$[illegible] = \eta_{ст\,1} - a(T - T_1)$$

(здесь $\eta_{ст\,1}$ — к.п.д. первой ступени, T_1 — температура перед первой

[1] Вывод формул [illegible] (6) и (7) заимствован из книги В. С. Стечкина [8], где рассматриваются процессы сжатия в ступенях компрессора при $\eta_{ст} = \text{const}$.

[illegible] a — постоянный коэффициент) уравнение [illegible] в ступенях будет иметь следующий вид:

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{x} = \exp[a(T_1 - T_2)]\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\eta_{ст1} + aT_1} \quad \left(x = \frac{k-1}{k}\right) \tag{8}$$

а адиабатический к.п.д. равен

$$(\eta_{12})_{II} = \frac{1}{T_2/T_1 - 1}\left\{\exp[a(T_1 - T_2)]\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\eta_{ст1} + aT_1} - 1\right\} \tag{9}$$

Сравним адиабатический к.п.д. двух рассмотренных процессов в приведенных примерах, принимая к.п.д. ступени в процессе I $\eta_{ст} = f(T) =$ $= \eta_{ст\,0}$ равным значению к.п.д. «средней» ступени в процессе II $\eta_{ст} =$ $= f(T) = \eta_{ст\,1} - a(T - T_1)$, т. е. полагая

$$\eta_{ст\,0} = \frac{1}{2}\left[\eta_{ст\,1} + \eta_{ст\,2}\right]$$

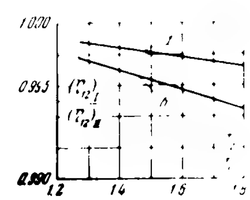
Результаты такого сравнения представлены на фиг. 2 в виде зависимостей

$$\frac{(\eta_{12})_I}{(\eta_{12})_{II}} = f\left(\frac{T_2}{T_1}\right)$$

где $(\eta_{12})_I$ и $(\eta_{12})_{II}$ — соответственно адиабатические к.п.д. I и II процессов $T_1 = 300$ K,

а) $\eta_{ст\,1} = 0{,}9$, $\eta_{ст\,2} = 0{,}86$, $\eta_{ст\,0} = 0{,}88$

б) $\eta_{ст\,1} = 0{,}88$, $\eta_{ст\,2} = 0{,}80$, $\eta_{ст\,0} = 0{,}84$



Фиг. 2.

Из сравнения можно сделать вывод, что отклонение истинного закона изменения к.п.д. ступеней вдоль проточной части от закона $\eta_{ст}(T) = \text{const}$ в пределах изменения величин, которые могут иметь место на расчетном режиме работы компрессора, пренебрежимо мало влияет на адиабатический к.п.д. процесса сжатия в ступенях компрессора. Поэтому использование допущения (в) не может внести заметной погрешности в результат исследования.

Определить зависимость (2) в явном виде невозможно. В неявном же виде, а именно, в виде

$$\eta_{ст} = f(\eta_{вх}, \eta_{к}, \eta_{вых}, \varepsilon, M_1^*, \alpha, \beta) \tag{10}$$

получить искомую зависимость нетрудно. Для этого нужно логарифмировать уравнение (6) и подставить отношения T_2/T_1 и p_2/p_1, выраженные на основании рассмотрения отдельных процессов изменения состояния воздуха (0–1, 1–2, 2–3) через величины $\eta_{вх}$, $\eta_{к}$, $\eta_{вых}$, ε, M_1^*, α и β.

Температура воздуха за входным устройством (перед первой ступенью)

$$T_1 = T_0 - \frac{AC_1^2}{2gc_p} = T_0\left[1 + \frac{k-1}{2}(M_1^*)^2\right]^{-1} = T_0(1 - d) \tag{11}$$

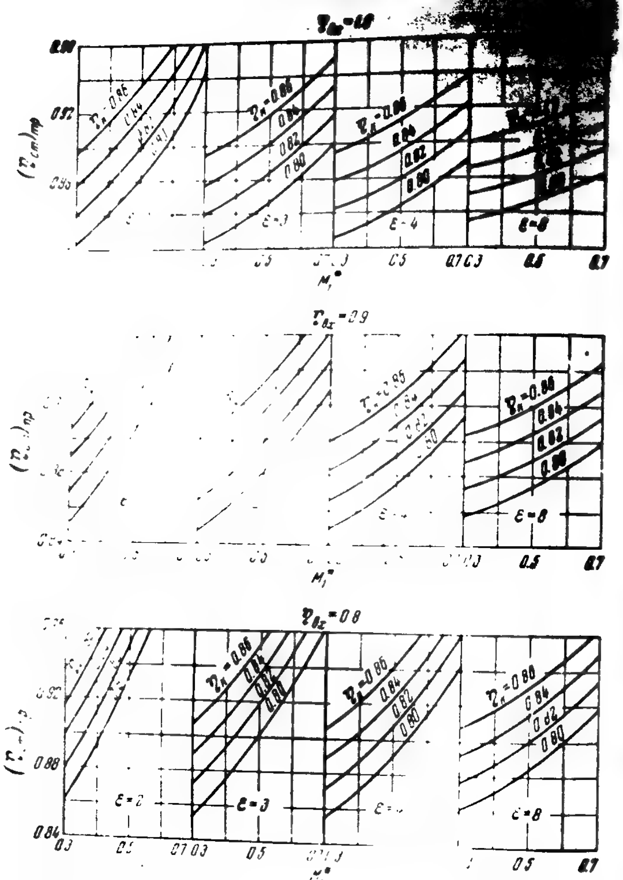
где

$$d = \frac{k-1}{[illegible]} M_1^{*2} [illegible] \tag{12}$$

Температура воздуха за ступенями сжатия

$$T_2 = T_1 + \Delta T_{\kappa} = [illegible] \tag{13}$$

Здесь ΔT_{κ} — температурный эквивалент затраченной [illegible]



Фиг. 3. Зависимость треб... M_1^*, адиабатического к. п. д. компрес... $\eta_{вх}$ и повышения

работы, на ... (фиг. 1):

$$\ldots \tag{14}$$

Давление ... ступень

$$p_1 \ldots \quad \left(\vartheta = \frac{k}{k-1}\right) \tag{15}$$

Давление ... ступенями сжатия (фиг. 1)

$$p_2 = p_1\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\vartheta} \tag{16}$$

$$T_3 = T_2 + \frac{A(C_2^2 - C_3^2)}{2gc_p}\eta_{вых}, \qquad p_3 = p_2 \ldots$$

$$p_3 = p_2\left(1 + \frac{f_1}{f_2}\right)^{-\vartheta} \qquad \left(\vartheta = \frac{K}{K-1}\right) \tag{17}$$

где

$$f_1 = d(\alpha^2 - \beta^2)\eta_{вых}, \qquad f_2 = 1 + \frac{\varepsilon^{m} - 1}{\eta_{к}} - \alpha^2 d \tag{18}$$

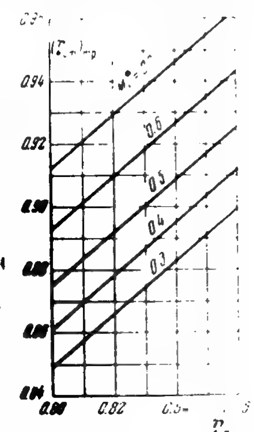
Из уравнений (6), (11), (13), (14), (15), (17) и (18) имеем

$$\eta_{ст} = \frac{\frac{k-1}{k}\lg\varepsilon - \lg\left[\left(1 + \frac{f_1}{f_2}\right)\ldots \frac{d}{\eta_{вых}}\ldots\right]}{\lg\frac{f_2}{1 \ldots d}} \tag{19}$$

Уравнение (19) может применяться для выбора величины скорости потока на входе в первую ступень, для оценки адиабатического к.п.д. компрессора, при исследовании влияния различных параметров ($\eta_{ст}$, $\eta_{вх}$, $\eta_{вых}$ и т. д.) на адиабатический к.п.д. компрессора.

Зависимость (19) представлена на фиг. 3.

Следует указать, что в пределах практического изменения величин, входящих в уравнение (19), зависимость $\eta_{ст} = f(\eta_{к})$ (при постоянстве остальных величин) является линейной (фиг. 4). Это положение позволяет при пользовании графиками на фиг. 3 производить линейную интерполяцию по $\eta_{к}$.



Фиг. 4. Зависимость требуемого к. п. д. ступени $(\eta_{ст})_{тр}$ от адиабатического к. п. д. компрессора $\eta_{к}$ и числа M_1^* при $\varepsilon = 5$, $\eta_{вх} = 0.9$, $\eta_{вых} = 0.7$, ... 0.9, $\beta = 0.25$

Перейдем ко второй части задачи — определению влияния величины расчетной скорости потока воздуха в осевом компрессоре на его габариты, число оборотов и на некоторые характеристики прочности.

Рассмотрим два варианта проточной части компрессора, обеспечивающих расчетную степень повышения давления ε и расчетный весовой расход воздуха G при неравных значениях расчетной скорости воздуха C. Параметры воздуха на всасывании и статические изгибные напряжения в корневых сечениях соответствующих лопаток принимаются при этом одинаковыми для обоих вариантов.[1] Кроме того, предполагается, что в указанных вариантах проточной части имеет место геометрическое подобие поперечных размеров (масштаб m_1) ... продольных размеров и размеров профилей ... m_2 ... кинематическое подобие потоков.

[1] В статье рассматриваются компрессоры ... определяется значением допустимых статических изгибных ... сечения лопатки. Проведение аналогичного исследования ... компрессоров, у которых величина хорды определяется, вообще ... числа Рейнольдса, не представляет трудности

Будем обозначать величины, [illegible] точной части, штрихом (величины без штрихов [illegible] рианту). Из условия $\varepsilon' = \varepsilon$, $p' = p_0$ и $T_0' = T_0$ получ[illegible]

$$H_{ad}' = H_{ad}$$

Из условия геометрического подобия

$$\frac{D'}{D} = \frac{l'}{l}, \quad \tau' = \tau, \quad k_W' = k_W \qquad (21)$$

$$\frac{I_{л}'}{I_{л}} \;\; [illegible] \;\; \frac{F_{л}'}{F_{л}} = \left(\frac{b'}{b}\right)^2, \qquad B' = B \qquad (22)$$

Из условия кинематического подобия

$$[illegible] \quad \varrho' = \varrho, \quad \psi' = \psi \qquad (23)$$

Из условия $G' = G$, а также [illegible] кинематического и геометрического подобия

$$\frac{F'}{F} = \frac{C}{C'} \qquad (24)$$

В формулах (20—24) приняты следующие обозначения:

H_{ad} — адиабатический напор компрессора;
D — диаметр облопатывания;
l — высота лопатки; b — хорда лопатки;
τ — относительный шаг облопатывания на среднем диаметре;
k_W — относительный момент сопротивления корневого сечения;
$F_{л}$, $I_{л}$ — площадь и момент инерции поперечного сечения лопатки;
B — коэффициент, учитывающий влияние центробежных сил на частоту колебаний лопатки[1];
u — окружная скорость вращения рабочих лопаток;
ϱ — степень реакции ступени;
F — площадь поперечного сечения проточной части;
ψ — коэффициент теоретического напора ступени;

$$\tau = \frac{t}{b}, \qquad k_W = \frac{W_c}{b^3}, \qquad \psi = \frac{\Delta H_{теор}}{u^2/2g}$$

Первое равенство (21) и равенство (24) позволяют установить следующую зависимость поперечных размеров проточной части от величины расчетной скорости потока:

$$\frac{D'}{D} = \frac{l'}{l} = \sqrt{\frac{C}{C'}} \qquad (25)$$

Отношение осевых размеров [illegible] частей

$$[illegible] \qquad (26)$$

где z — число [illegible] равно

$$\frac{H_{ad}}{[illegible]} \qquad (27)$$

Из [illegible] последнего (23) и выражения (27) получим

$$[illegible] = \left(\frac{C}{C'}\right)^2 \frac{\tau_н}{\tau_н} \approx \left(\frac{C}{C'}\right)^2 \qquad (28)$$

[1] См. формулы (4.24) и (4.25) в книге А. В. Левина [5].

[illegible] хорда профиля может быть определена из формулы

$$\sigma_{доп} = \frac{Pl}{2k_W b^3} \qquad (29)$$

где $\sigma_{доп}$ — допустимые напряжения изгиба в корневом сечении лопатки, P — равнодействующая сила, изгибающая лопатку. Величина [illegible]

$$P = \sqrt{P_u^2 + P_a^2} = \left[\left(\frac{G\Delta w_u}{g \cdot m}\right)^2 + \left(\frac{F\Delta p_{ст}}{m}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \; [illegible] \qquad (30)$$

где Δw_u — изменение окружной составляющей скорости [illegible] колесе; m — число рабочих лопаток в рассматриваемом [illegible] повышение статического давления в рабочем колесе [illegible] духа перед рассматриваемой ступенью.

Из выражений (29) и (30) величина хорды рабочей [illegible]

$$b = ul\sqrt{\frac{[illegible]}{4gk_W\,\sigma_{доп}}\sqrt{[illegible]}} \qquad (31)$$

С учетом равенств (21), (23) и условия $\sigma_{доп}' = \sigma_{доп}$, [illegible] из выражений (25) и (31) получим

$$\frac{b'}{b} = \frac{C'}{C}\sqrt{\frac{C}{C'}} = \sqrt{\frac{C'}{C}} \qquad (32)$$

Совместное решение уравнений (26), (28) и (32) позволяет определить зависимость осевых размеров проточной части от величины расчетной скорости воздуха:

$$\frac{L'}{L} = \frac{\tau_н}{\tau_н'}\left(\frac{C}{C'}\right)^2\left(\frac{C'}{C}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \left(\frac{C}{C'}\right)^{\frac{3}{2}} \qquad (33)$$

Отношение чисел оборотов определяется следующим образом. Очевидно, что

$$\frac{n'}{n} = \frac{u'}{u}\,\frac{D}{D'} \qquad (34)$$

С учетом равенств (23) и (25) получим

$$\frac{n'}{n} = \left(\frac{C'}{C}\right)^{\frac{3}{2}} \qquad (35)$$

Из рассмотрения формул для критического числа оборотов ротора [illegible] (см., например, формулу 16а в книге М. И. Яновского [illegible]) следует, что

$$\frac{n_{кр}'}{n_{кр}} = \sqrt{[illegible]} \qquad (36)$$

где I — экваториальный момент инерции [illegible]

Так как

$$\frac{I'}{I} = \frac{D'}{D} [illegible]$$

то из (36), (25) и (33) получим

$$\frac{n_{кр}'}{n_{кр}} = [illegible]$$

Отношение статических частот собственных [illegible]

$$\frac{f_c'}{f_c} = \left(\frac{l}{l'}\right)^2 \sqrt{\frac{I_{л}' F_{л}}{I_{л} F_{л}'}}$$

а отношение динамических частот [illegible]

$$\frac{f_g'}{f_g} = \sqrt{\frac{[illegible]}{f_0^2 + [illegible]}}$$

Из уравнений (39), (38), (22), (25) и (32)

$$\frac{f_g'}{f_g} = \left(\frac{C'}{C}\right)^{\frac{3}{2}} = \frac{n'}{n}$$

П[illegible] гармоники возмущающей силы, соответствующий резонансным [illegible]

$$k \ldots \frac{f_g}{n} \quad (41)$$

И [illegible]

$$(42)$$

П[illegible] (40) и (42) позволяют сформу[illegible] в процессе проектирования проточной ча[illegible] величина расчетной скорости воздуха [illegible] бия потоков, геометрическо[illegible] геометрического подобия продольных ра[illegible] масштаб m_2), а статические [illegible] сечениях соответствующих лопаток принимаются [illegible] ниже:

[illegible] поперечные размеры проточной части обратно пропорциональны, а [illegible] профиля лопатки прямо пропорциональна корню квадратному и [illegible] величины расчетной скорости воздуха;

[illegible] протяженность проточной части осевого компрессора обратно пропорциональна, а число оборотов его прямо пропорционально полуторной степени расчетной скорости воздуха;

в критическое число оборотов ротора n_* пропорционально расчетной скорости потока в степени $^5/_2$, а отношение n_*/n пропорционально скорости воздуха;

г динамические частоты лопаток пропорциональны изменению числа оборотов компрессора, а порядок гармоник возмущающей силы, соответствующий резонансным колебаниям, не меняется.

Полученный вывод в сочетании с уравнением [illegible], определяющим зависимость адиабатического к. п. д. компрессора от величины расчетной скорости воздуха и других параметров, позволяет правильно подойти к выбору величины расчетной [illegible] потока в осевых компрессорах транспортных [illegible]

Поступило 3 I 1955

1. Кириллов И. [illegible]
2. Dr.-Ing. [illegible] MSP [illegible] compressors, Schiffbau[illegible]
3. Стечкин [illegible] Н. [illegible] лекции) ВВИА им. проф. [illegible]
4. Янов[illegible] турб[illegible] и расчет на прочность деталей паровых [illegible]
5. Лен[illegible] [См. [illegible] паровых турбин Госэнергоиздат, [illegible] [illegible] (1 25)]

6

[illegible] СССР [illegible]

1 9 5 5

[illegible] ЭНЕРГОРАЗДЕЛИТЕЛЬ ПОТОКА

М. Г. ДУБИНСКИЙ

(Москва)

В работе [3] было показано, что при движении закру[illegible] трубе без учета трения газа о стенки профиль [illegible] непрерывно изменяется так, что:

1) газ стремится вращаться по закону твердого тела [illegible] когда действие вязкости не проявляется,

2) температура заторможенного потока газа при [illegible] центра трубы.

Если принять во внимание трение газа о стенки, то за достаточно [illegible] уток времени поток станет чисто осевым и с постоянной энергией по радиусу.

Поэтому действительное распределение параметров газа при его движении в [illegible] будет отличаться от описанной выше картины потока без учета трения газа о стенки.

Но принципиально можно в некотором сечении трубы отвести центральную [illegible], обладающую меньшей энергией, и тем самым получить два потока с разной [illegible].

Этой теме в последнее время уделялось большое внимание (некоторые работы у[illegible] ваны в статье Г. Л. Гродзовского и Ю. Е. Кузнецова [2]).

Следует вспомнить, что еще в 70-х гг. прошлого столетия Максвелл, исходя и[illegible] установленного им закона распределения молекул в газе, высказал идею о возможности получения потоков горячего и холодного газа из одного источника.

Одним из практических способов, позволяющих получить холодный и горячий газ из одного источника, является создание закрученного потока газа. Разделение [illegible] гии потока при этом непосредственно основано на силах вязкости газа и втором [illegible] термодинамики.

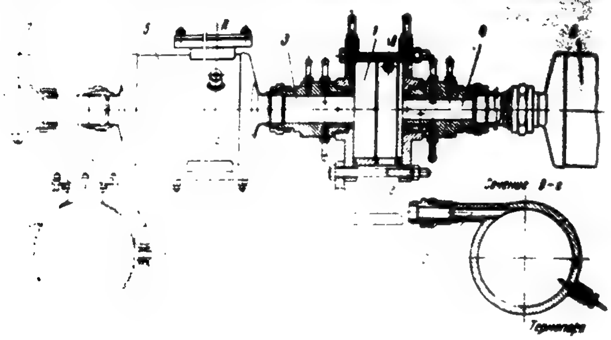
Настоящая работа и посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию вихревого энергоразделителя.

1. Описание установки и схемы замеров. Представленный на фиг. [illegible] общий вид установки вихревого энергоразделителя состоит из следующих основных элементов: цилиндрической камеры завихрения *1* диаметром 54 мм, входного цилиндрического сопла *2* диаметром 12 мм, тангенциально расположенного по отношению к камере завихрения, двух трубок *3* и *4* для отвода горячего и холодного воздуха в разных направлениях, двух баков *5* и *6* горячего и холодного воздуха, на выходе из которых установлены дроссельные заслонки.

Сжатый воздух от 2 до 5 ата поступает тангенциально [illegible] камеру *1*, откуда и отводится в противоположных направлениях [illegible] трубкам *3* и *4*.

Исследование работы энергоразделителя производилось [illegible] ковых диаметрах трубок *3* и *4*, равных 25 мм, а затем 32 мм, а также при различных диаметрах трубок, равных 32 и 25 мм, причем трубка диаме[illegible]

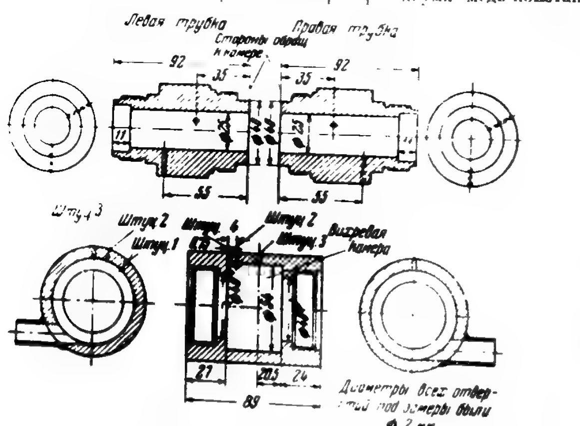
ром 25 мм далее также соединялась с [illegible] непосредственно примыкающей к баку. Длина [illegible] варьировала до 92 мм. При испытании трубки были [illegible].



[illegible] разделителя

Схема [illegible] фиг. [illegible]

Измер[illegible] специальной трубкой диаметром [illegible] мм [illegible] измерение температур [illegible] двумя медь констан-



Фиг. 2. Схема замеров температур и [illegible] в камере и трубках энергоразделителя

[illegible] **термопарами**: неэкранированной и экранированной с **наружным** [illegible] **экрана** d [illegible] мм

Температура измерялась в трех сечениях камеры (см. на **фиг. 2 шту-** [illegible] **1, 2 и 3**) и в двух сечениях вдоль **каждой трубки. При проведении** [illegible] достаточно точно выдерживалось **постоянство давления и** [illegible] воздуха на входе в **камеру**.

[illegible] **Во многих работах**, посвященных [illegible] **указывается, что к камере** энерго[illegible] **трубки разного диаметра и** вследствие этого по [illegible] **камеры отводится** холодный воздух [illegible] — **горячий воздух**.

Первые опыты с энергоразделителем, представленным [illegible] **показали, что такое разделение может быть** осуществлено [illegible] **диаметрах трубок путем изменения** положения дросс[illegible] **т. е. путем создания различного** сопротивления [illegible]

Далее были взяты трубки различных **диаметров и при помощи** изменения **положения дроссельных** заслонок хо**лодный** (горячий) воздух поочередно **поступал как в трубку** меньшего (25 мм) **так и** большего (32 мм) диаметра. **Однако охлаждение** воздуха в [illegible] **случае было** бóльшим.

Затем были исследованы поля [illegible]**ления и температур** в трех сечениях **камеры завихрения**. Наблюдалось [illegible] **падение давления** и температуры **при движении** к центру и наиболее **резкое их** уменьшение вблизи оси ка**меры**.

Фиг. 3. Изменение температуры воздуха **в отводящих** трубках [illegible] по радиусу

Отличие полей давления и температуры в разных сечениях камеры **завихрения** очень незначительно. **Наиболее интересными** оказались [illegible] **температур** в различных **сечениях трубок горячего и** холодного воздуха **(фиг. 3)**. В каждом сечении **обеих трубок температура** по радиусу плавно **уменьшалась** к центру.

Существенное отличие **наблюдалось в том, что средняя** температура горячего воздуха **повышалась при течении вдоль трубки**, в то время как **средняя температура** холодного **воздуха при его течении** вдоль трубки практически оставалась **постоянной**.

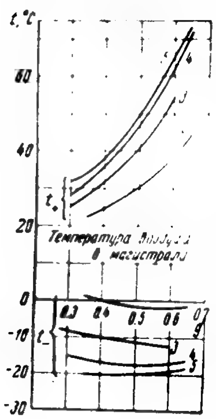
На основании проведенного **теоретического** и экспериментального исследования можно построить следующую **физическую** модель явления, происходящего в вихревом энергоразделителе, представленном на фиг. 1. Воздух, поступающий тангенциально в камеру завихрения *1*, [illegible] **вязкости** не подчиняется закону постоянства момента количества движе**ний**, и скорость воздуха при движении к центру возрастает медленнее **по сравнению** с идеальным расширением воздуха [illegible] вязкости.

Вследствие того, что [illegible] **при уменьшении радиуса** и [illegible] **такой момент**, когда тангенциальная [illegible] **чинает падать**.

В этой второй зоне, где [illegible] **стремится к вращению** по закону твер[illegible] **с себя сил вязкости, что и** осуществляется вблизи центра

Соответственно этому в ядро [illegible] ко меньшую температуру, но [illegible]

Если в одной из трубок 3 или 4 [illegible] естественно, что ядро потока не в состоянии [illegible] вызываемое дросселем, и в эту трубку [illegible] давления и большей [illegible] потока отводится в [illegible] лении в трубку с открытой [illegible] заслонкой. Горячий воздух, [illegible] в трубку с прикрытой дроссельной [illegible], имеет очень малые осевые скорости [illegible] труб-ки а поля тангенциальной скорости и темпе-ратур устанавливаются здесь аналогично [illegible] вихревой камере, т. е. в центре труб-[illegible] меньшее давление и темпера-тура. В результате образуется центральный [illegible] из трубки горячего воздуха через [illegible] в трубку холодного воздуха. Процесс [illegible] воздуха заканчивается в том сечении трубки горячего воздуха, где давление его в центре уже настолько возросло, что в со-стоянии преодолеть сопротивление дроссель-ной заслонки.



Фиг. 4. Характеристика энергоразделителя, - температуры t_+ и t_- горячего и холодного воздуха в зависимости от относительного количества g_- холодного воздуха; цифры при кривых указывают давление на входе в ата

Поле тангенциальных скоростей и температур в трубке горячего воздуха при его движении непрерывно меняется как вследствие уменьшения момента количества движения из-за трения о стенки, так и вследствие отсасывания центральной части воздуха. Конечно, этот отсос воздуха повышает температуру холодного воздуха, но одновременно увеличивает и его количество.

Для визуального наблюдения течения был выполнен вихревой энергоразделитель из плексигласа.

Применяя специальную флюгарку, можно было наглядно видеть описанные выше осевые токи воздуха, направление и интенсивность которых изменялись при помощи дроссельных заслонок.

В заключение экспериментальных работ была снята характеристика вихревого энергоразделителя, представленная на фиг. 4.

Испытание [illegible] проводилось при температуре воздуха в рабочей магистрали [illegible] и давлении от 2 до 5 ата.

На [illegible] ординат отложены температуры горячего [illegible] измеряемые непосредственно в соответствующих [illegible] дано соответствующее относительное количество [illegible] воздуха

$$g_- = \frac{G_-}{G_+ + G_-}$$

(здесь G_- и G_+ – количество холодного и горячего воздуха).

[illegible] была выполнена и исследо-[illegible] вихревого энергоразделителя, где [illegible] вихревая цилиндрическая камера на [illegible] $d = 250$ мм. Эта первая ступень большего [illegible] эффективной. На этом экспериментальные ра-боты [illegible] энергоразделителем были закончены.

[illegible] экспериментов с энергоразделителем было обнаружено [illegible] интересное явление, заслуживающее внимания.

Известно, как происходит течение воздуха вдоль поверх-[illegible] имеется углубление с острыми бортами [illegible], а поток плавно омывает углубление, в котором [illegible] неподвижным и имеет давление и температуру [illegible] в проходящем потоке.

Совершенно иное явление происходит при [illegible] ической камере вихревого энергоразделителя [illegible] которого имеется углубление. При испытании [illegible] замеров в камере случайно был вставлен [illegible] внутренней стороны стенки образовалось некоторое углубление. Вслед-ствие вязкости непрерывно к воздуху в углубление передавался момент количества движения и происходило аккумулирование энергии. При этом штуцер весьма сильно разогревался, в то время как остальная часть поверхности корпуса оставалась холодной.

При создании незначительного протока воздуха из отверстия в атмосферу, как и следовало ожидать, разогрев штуцера прекратился.

На основании проведенного исследования вихревого энергоразделителя можно сделать заключение, что трение воздуха о стенки сильно уменьшает эффективность энергоразделителя и целесообразно далее исследовать более сложные конструкции вихревых энергоразделителей со свободно вращающимися стенками.

3. Диффузия прямолинейной вихревой нити. При движении воздуха в вихревом энергоразделителе происходит диссипация энергии аналогично явлению, происходящему при диффузии вихревой нити.

Пусть в начальный момент времени $t = 0$ имеется поле тангенциальных скоростей, соответствующее прямолинейной вихревой нити, имеющей интенсивность Γ при постоянной энергии и энтропии для всех частиц воздуха. Тогда относительные параметры воздуха будут

$$\bar{p} = \frac{p}{p_\infty} = \left[1 - [illegible]\right]^{k} \quad (1)$$

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_\infty} = \left[1 - [illegible]\right] \quad (2)$$

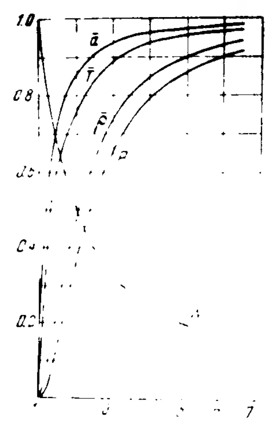
$$\bar{T} = \frac{T}{T_\infty} = \left[1 - [illegible]\right] \quad (3)$$

$$\bar{a} = \frac{a}{a_\infty} = \left[1 - \left(\frac{r_{min}}{r}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

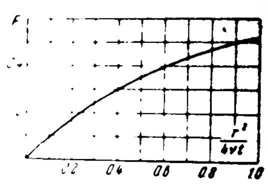
$$\bar{w} = \frac{w}{w_{max}} = \frac{r_{min}}{r} = \frac{1}{\bar{r}} \quad \left(w_{max} = \sqrt{2 c_p [illegible] RT}\right) \quad (5)$$

Здесь p_∞, ρ_∞, T_∞, a_∞, w_{max} — [illegible] давление, плотность, температура, скорость [illegible] воздуха, [illegible] меньшему [illegible] минимальный радиус [illegible].

По формулам [illegible] графики (фиг. 5). [illegible] диффузии вихря в [illegible] сти следует, что в потоке [illegible] появятся радиальные токи, [illegible] плотность воздуха (как и [illegible] параметры) при $t \to \infty$ стремятся к выравниванию, в то время как в



Фиг. 5. [illegible] параметров воздуха по радиусу для вихревой нити



Фиг. 6. Изменение функции F от параметра $\frac{r^2}{4\nu t}$

начальный момент времени ($t = 0$) плотность воздуха определялась как функция радиуса по формуле (2).

Однако из фиг. 5 следует, что уже при $r/r_{min} > 6$ поток можно рассматривать как несжимаемый; далее рассматривается лишь эта область.

Уравнения движения будут:

$$\rho_\infty \frac{\partial w}{\partial t} = \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r^2} \right) \qquad (6)$$

$$\rho_\infty \frac{w^2}{r} = \frac{\partial p}{\partial r} \qquad (7)$$

Известное решение уравнения (6) имеет вид

$$w = \frac{\Gamma}{r} \left[1 - \exp\left(- \frac{r^2}{4\nu t} \right) \right] \qquad \left(\nu = \frac{\mu}{\rho_\infty} \right) \qquad (8)$$

Найдем изменение полного давления

$$p_0 = p + \rho_\infty \frac{w^2}{2} \qquad (9)$$

Дифференцируя уравнение (9) по r, получим

$$\frac{\partial p_0}{\partial r} = [\text{illegible}] \left[1 - \exp\left(- \frac{r^2}{4\nu t} \right) \right] \frac{1}{2\nu t} \exp\left(- \frac{r^2}{4\nu t} \right) \qquad (10)$$

Отсюда следует, что

$$\frac{\partial p_0}{\partial r} = 0 \quad \text{при } t = 0, \qquad \frac{\partial p_0}{\partial r} \to 0 \quad \text{при } t \to \infty \qquad (11)$$

[illegible] будет существовать максимум [illegible] дифференцированием (10)

$$[\text{illegible}] \left(- \frac{r^2}{4\nu t} \right) \right] - \frac{1}{r^2} \left[\exp\left(- \frac{r^2}{4\nu t} \right) - \exp\left(- \frac{2r^2}{4\nu t} \right) \right] = 0 \qquad (13)$$

[illegible] $\frac{r^2}{4\nu t} = x$ из уравнения (13), получим

$$e^x = \frac{2x - 1}{x - 1} \qquad (14)$$

[illegible] уравнение (14) графически, найдем

$$x_1 \approx 1.44, \qquad t_1 = \frac{r^2}{4\nu x_1} = \frac{0.173\, r^2}{\nu}$$

Отсюда можно сделать следующие выводы.

1. Полный напор (при $t = \mathrm{const}$) возрастает с [illegible] (так как $\partial p_0 / \partial r > 0$).

2. Градиент полного напора на некотором [illegible] (при $t = 0$) и достигает максимума

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{p_0}{\gamma_0} = 0.053 \frac{\Gamma^2}{r^3} \qquad \text{при } t_1 [\text{illegible}]$$

При дальнейшем увеличении t градиент [illegible] к нулю.

3. Момент времени $t = t_1$, при котором [illegible] прямо пропорционален квадрату радиуса и обратно пропорционален [illegible] кинематической вязкости воздуха; т. е. если в некоторой точке r [illegible] $t = t_1$ достигается максимум градиента $\partial p_0 / \partial r$, то в точках r [illegible] момент времени градиент уже убывает, так как максимальное [illegible] градиента здесь было достигнуто при $t < t_1$.

Найдем распределение давления p_0 по радиусу. Из (7) имеем

$$\frac{p}{\rho_\infty} = \int \frac{w^2}{r} dr + f(t) \qquad (17)$$

где $f(t)$ — произвольная функция.

Подставляя сюда значение w из уравнения (8) и интегрируя, [illegible]

$$\frac{p}{\rho_\infty} = \Gamma^2 \left\{ - \frac{1}{2r^2} \left[1 - \exp\left(- \frac{r^2}{4\nu t} \right) \right]^2 + \frac{1}{4\nu t} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} \frac{(2^k - 1)}{k \cdot k!} \left(\frac{r^2}{4\nu t} \right)^k \right\} [\text{illegible}] \qquad (18)$$

$$p_0 = \frac{\rho_\infty \Gamma^2}{4\nu t} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} \frac{(2^k - 1)}{k \cdot k!} \left(\frac{r^2}{4\nu t} \right)^k + f(t) \qquad (19)$$

При одном и том же значении t разность полных давлений на различных радиусах r_1 и $r_2 > r_1$ будет

$$(p_0)_{r=r_2} - (p_0)_{r=r_1} = \frac{\Gamma^2}{4\nu t} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k+1} \frac{(2^k - 1)(r_2^{2k} - r_1^{2k})}{k \cdot k! \,(4\nu t)^k} [\text{illegible}] F_2\left(\frac{r_2^2}{4\nu t} \right) - F_1 \left(\frac{r_1^2}{4\nu t} \right) \qquad (20)$$

На фиг. 6 дано изменение функции F в зависимости от параметра $r^2/4\nu t$; пользуясь этим графиком, можно найти приращение полного напора при увеличении радиуса.

[illegible]

ЛИТЕРАТУРА

1. Кочин Н. Е., Кибель И. А. и Розе Н. В. Теоретическая [illegible]
2. Гродзовский Г. Л. и Кузнецов Ю. Е. К теории вихревых [illegible] газового потока. Изв. АН СССР, ОТН, № [illegible]
3. Дубинский М. Г. О вращающихся потоках газа. Изв. АН СССР [illegible]

ИЗВЕСТИЯ А...

№ 6

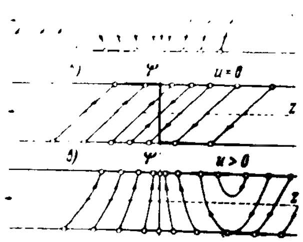
ТЕОРИЯ СТАБИЛИЗАЦИИ КУРСА НЕЙТРАЛЬНОГО С... ПРИ ПОМОЩИ АВТОПИЛОТА С ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТЬЮ СЕРВОМОТОРА

...ЧАЙ НАЛИЧИЯ ЗОНЫ НЕЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ [1]

А. А. АНДРОНОВ и Н. Н. БАУТИН

§ ... задачи к точечным преобразованиям. ...им общее описание поведения ... позволит свести задачу ... плоскости $\psi = \psi_0$ в самое ... на траектории симмет... как фазовое пространство ... в точности совпадает с фазовым пространством для ... 0 в рассмотренном случае отсутствия зоны неустойчивости [1], то здесь достаточно рассмотреть характер кусков траекторий для $|\psi| < \psi_0$ и в плоскости $\psi = \psi_0$.

Куски траекторий для $|\psi| < \psi_0$ лежат, как нетрудно видеть из уравнений (1.3), в плоскостях $u = \mathrm{const}$ и имеют вид, изображенный на фиг. 1.



Фиг. 1

По траекториям внутри зоны $|\psi| < \psi_0$ изображающая точка может переходить с плоскости ... на плоскость $\psi = \mp\psi_0$.

Отрезок $u = z = 0$, $|\psi| < \psi_0$ является ... покоя. Плоскость $\psi = \psi_0$ вне полосы

$$0 < u + (A-1)z < B$$

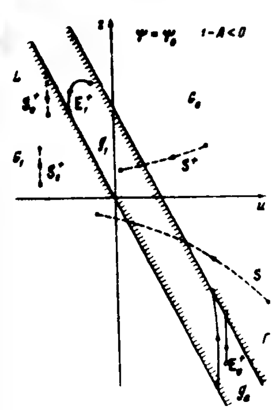
служит местом, где ... кусков траектории верхнего полупр... траектории в зоне $|\psi| < \psi_0$.

[1] Наст... уравнения ... Постановка задачи и ... ности также ... наличия зоны нечувствительности работы ... Ссылки на формулы на первой части ... римской цифрой I.

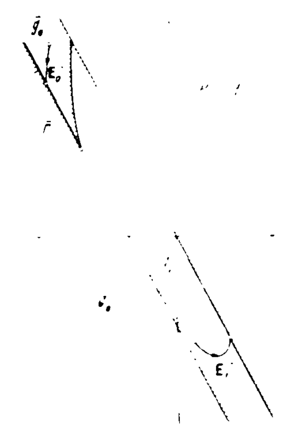
...траекторий, направленные навстречу ... этими траекторий служит

$$-B < u + (A-1)z < 0$$

...увеличивается в силу (1.4) на траектории, и ... это раз... отличается от разбиения пластинки $-B < u + (A-1)z < B$ ... случае отсутствия зоны нечувствительности ... $-B < u + (A-1)z < 0$, $\psi = -\psi_0$ и $0 < u + (A-1)z < B$



Фиг. 2а



Фиг. 2б

могут быть получены из пластинки $-B < u + (A-1)z < B$ разрезанием ее по оси пластинки (по прямой $u + (A-1)z = 0$) и параллельным переносом половинок на плоскости $\psi = \psi_0$ и $\psi = -\psi_0$. Изображающая точка, попав на пластинку в плоскости $\psi = \psi_0$, начинает двигаться по траекториям разбиения пластинки и попадает либо на ребро

$$\Gamma \quad u + (A-1)z - B = 0, \quad u > A + B, \quad \psi = \psi_0,$$

с которого уходит в полупространство $\psi > \psi_0$, либо на ребро L

$$u + (A-1)z = 0, \qquad \psi = \psi_0, \qquad u < 0$$

с которого уходит в зону $|\psi| < \psi_0$.

2°. *Сведение задачи к точечным преобразованиям.* Разобьем плоскость $\psi = \psi_0$ на четыре куска (фиг. 2а и 2а):

(G_0), где $u + (A-1)z > B$ ... $(A-1)z - B$ ... $u > A + B$

(G_1), где $u + (A-1)z < 0$ ... $(A-1)z = 0$ ... u

(g_0), содержащий те точки пла... траекториям разбиения пластинки переходят в точки ребра Γ

$$u + (A-1)z - B = \ldots \quad u > A + B$$

само ребро Γ не включается в g_0;

(g_1), содержащий те точки пластинки ... траекториям разбиения пластинки переходят в точки ребра L

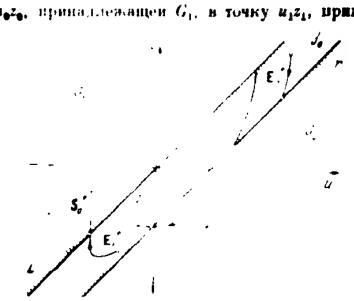
$$u + (A-1)z = 0, \quad \ldots$$

само ребро L не включается в g_1.

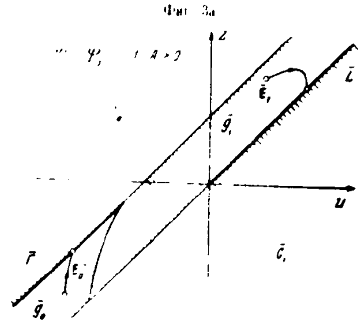
Обозначим также через $\bar{G}_0$, $\bar{G}_1$, [illegible] отвотственно симметричные G_0, G_1, g_1, g_1 [illegible] а $\bar{\Gamma}$ и $\bar{L}$ — полупрямые, симметричные Γ и [illegible]

Назовем *преобразованием* S^+ переход [illegible] в точку u_1z_1, принадлежащую g_1 или G_1 [illegible] точки в полупространстве $\psi > \psi_0$.

Назовем *преобразованием* S_0^+ переход по траектории [illegible] u_0z_0, принадлежащей G_1, в точку u_1z_1, принадлежащую $\bar{g}_0$ [illegible]



Фиг. 3а



Фиг. [illegible]

Для точек плоскости $\psi = \psi_0$ следующим образом определим преобразование E^+ (фиг. 2 и 3):

на куске g_0 ($E^+ \equiv E_0^+$) — как переход по траекториям пластинки точки u_0z_0, принадлежащей g_0, в точку u_1z_1, принадлежащую G (в ребро Γ).

на куске g_1 ($E^+ \equiv E_1^+$) — как переход по траекториям пластинки точки u_0z_0, принадлежащей g_1, в точку u_1z_1, принадлежащую G_0 (в ребро L).

на куске G_0 или G_1 ($E^+ \equiv E_G^+$) как тождественное преобразование.

Для точек плоскости $\psi = -\psi_0$ аналогичным образом определим преобразования S^-, S_0^- и E^-.

В силу симметрии фазового пространства *отождествим симметричные состояния*. Всюду в дальнейшем мы [illegible] считать тождественны[illegible] ми симметричные [illegible] [illegible] $\psi = \psi_0$ и $\psi = -\psi_0$ и будем [illegible] вместо [illegible] G_0 или L, рассматривать каждая [illegible] G_0 или L. Так как [illegible] риям [illegible] G_1 при движении по траекто[illegible] L [illegible] либо на отрезок ребра [illegible] точек пересечения тра[illegible] ψ_0 *сводится к рассмотрению* [illegible] *куска* G_0, *дополнительного, примыкающим к концу отрезка ребра* L *при неограниченном повторении преобразования* T. Преобразование T определяется для точек куска G как $T_G = S^+E^+S_0^+E^-$ [illegible], для точек ребра L — как $T_L = S_0^+\bar{E}^-$, где черта

[illegible] преобразования $S^+E^+S_0^+E$ [illegible] В точке $u = z = 0$ ($\psi = \psi_0$) преобра[illegible] преобразованием ($u = z = 0$, $\psi = \psi_0$ [illegible] называть преобразование T *прав*[illegible] движение по пластинкам, или *непра*[illegible] случае.

Совокупность траекторий полупространства ψ [illegible] ψ_0, дважды [illegible] плоскость $\psi = \psi_0$, порождает преобразование S^+. [illegible] в качестве параметров τ — время пробега изображающей [illegible] траектории до вторичного пересечения с плоскостью [illegible] $z_0 = \zeta$, получаем для преобразования S^+ [illegible] 1.2):

$$z_0 = \zeta, \qquad u_0 = (A - 1)(1 + \zeta) \ldots$$

$$z_1 = (1 + \zeta)e^{-\tau} - 1, \quad u_1 = (A - 1)(1 \ldots$$

Преобразование S^+ определено [illegible]

Совокупность траекторий внутри [illegible] [illegible] из плоскостей $\psi = \psi_0$ и ψ [illegible] S^-. Аналитически преобразование S [illegible]

$$z_0 = \zeta, \qquad u_0 = \vartheta^{-1}[(A - 1)(\ldots$$

Преобразование S_0^+ определено на куске [illegible], принадлежащем G, совпадающем с G_1. Легко, однако, проверить, что S_0 [illegible] определено для всех тех точек G_1, где $u < 0$ и z [illegible] эта часть G_1 и будет подвергаться преобразованиям, так как [illegible] могут переходить точки куска G_0 по преобразованию S^+E^+.

Совокупность кусков траекторий на пластинках порождает преобразования E^+ и E^-. Аналитически преобразования E_0^+ и E_1 [illegible] случая $4B - (A + B)^2 > 0$ выражениями

$$z_1 = \left[z_0 \cos\theta + \frac{(\ldots - 1 - B)z_0 - 2u_0}{\sqrt{4B - (A + B)^2}} \sin\theta\right] \exp\left[-\frac{(A + B)\ldots}{\sqrt{4B - (A + B)^2}}\right],$$

$$u_1 = (1 - A)z_1 \pm B \qquad (1.3)$$

где θ — меньший положительный корень уравнения

$$[(A - 1)z_0 - u_0]\cos\theta \ldots \sin\theta$$

$$\ldots B \exp \ldots \qquad (1.4)$$

а для случая $4B - (A + B)^2 < 0$ выражения [illegible] получены из (1.3) и (1.4) заменой величин [illegible] соответственно величинами $(A + B)^2 - 4B$ [illegible] из двойных знаков следует брать знак плюс [illegible] минус для преобразования E_0^-.

Преобразования E_1^+ и E_1^- даются для случая [illegible] выражениями

$$z_1 = \left[z_0 \cos\theta + \frac{(2 \ldots A - B) z_0 - 2u_0}{\sqrt{4B - (A+B)^2}} \sin\theta \right] \exp\left[- \ldots\right]$$

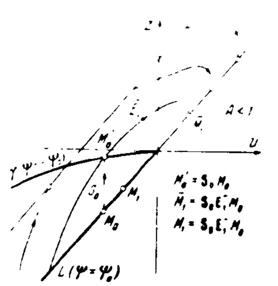
$$u_1 = (1 - A) z_1 \qquad \text{[illegible]}$$

где θ [illegible] положительный корень уравнения,

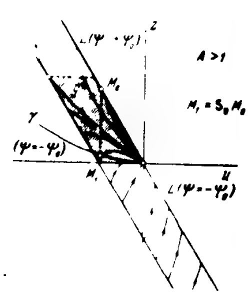
$$\ldots \frac{(B - A) u_0 + (A + B)(1 - A) z_0}{\sqrt{4B - (A + B)^2}} \sin\theta = 0 \qquad (1.6)$$

[illegible] соответствующими выражениями, получаемыми [illegible] $4B - (A + B)^2$, $\sin\theta$, $\cos\theta$ величинами [illegible]

§ 2. Преобразование [illegible] в прямую и диаграмма Ламерея. [illegible] *автоколебаний*, [illegible] устойчивость отрезка покоя [illegible] заполняющих фазовое



Фиг. 4



Фиг. 5

пространство, достаточно, чтобы утверждать, что каждая точка, взятая в достаточно малой окрестности отрезка [illegible] к отрезку покоя по траекториям разбиения [illegible] или одной из пластинок (в случае $4B$ [illegible] L (или $\bar{L}$), примыкающие [illegible] на отрезок ребра

Назовем L_1 [illegible] по преобразованию S_0^+ переходит [illegible] примыкающий к концу отрезка [illegible] применении $T_L = \overline{S_0^+ E_1^+}$ [illegible] переходит в точку [illegible] устойчивости отрезка покоя, [illegible] при применении $T_L = \overline{S_0^+ E_1^-}$ то [illegible] L_1 в самого себя.

[illegible] ребро L и кривую γ, расположенную [illegible] (фиг. 4 и 5).

$$\ldots \frac{2\psi_0}{\ldots (1 + \theta e^{\theta} - e^{\theta})} \quad (0 < \theta < \infty) \qquad (2.1)$$

[illegible] 0. Из уравнения (2.1) находим

$$\ldots \qquad \frac{d^2 z}{du^2} = -\frac{(1 - e^{\theta} + \theta e^{\theta})^2 e^{-\theta}}{(1 - A)(e^{\theta} - 1)^3} \qquad (2.2)$$

[illegible] dz/du [illegible], а знак d^2z/du^2 противоположен знаку $(1 - A)$ [illegible] того,

$$z(\infty) = u(\infty) = 0, \qquad \left(\frac{dz}{du}\right)_{u=0} = 0$$

Преобразование E_1^- переводит каждую точку кривой [illegible] щую $\bar{g}_1$, или на конец отрезка покоя, или в точку, принадлежащую [illegible] $\bar{L}$. Первый случай всегда имеет место при $A > 1$. В [illegible] кривая γ расположена на плоскости $\psi = -\psi_0$ для значений [illegible] точка γ, принадлежащая куску пластинки,

$$-B \leqslant u + (A - 1) z \leqslant 0, \qquad 0 \leqslant z \ldots \frac{1}{A - 1}$$

переходит на конец отрезка покоя. В последнем [illegible] что каждая точка границы области [illegible] $= z = 0)$ переходит по траекториям разбиения [illegible] сти (фиг. 5). Отрезок покоя, таким образом, [illegible]

Рассмотрим случай $A < 1$. Кривая [illegible] плоскости $\psi = -\psi_0$ для значений z [illegible] и каждая точка [illegible] принадлежащая $\bar{g}_1$, переходит на ребро L. Преобразование симметрии [illegible] на ребро L. Пусть $M_0(-u_0, z_0)$ [illegible] точка, принадлежащая L, $M_0'(-u_0', -z_0')$ — ее последующая по преобразованию S_0^+, точка $\bar{M}_1(u_1, z)$ — последующая M_0' по преобразованию E_1^- и M_1 [illegible] точка, симметричная $\bar{M}_1$. Преобразование $\overline{S_0^+ E_1^-}$ переводит точку M_0 отрезка L_1 в точку M_1, также принадлежащую L. Таким образом, на отрезке L_1 при помощи преобразования $\overline{S_0^+ E_1^-}$ определена функция последования $z_1 = f(z_0)$ (фиг. 4).

Рассматривая $z_1 = f(z_0)$ как кривую в плоскости $z_0 z_1$, получаем [illegible] диаграмму Ламерея. Из определения преобразования $\overline{S_0^+ E_1^-}$ следуют свойства кривой $z_1 = f(z_0)$

$$f(0) = 0, \qquad \frac{dz_1}{dz_0} > 0$$

Покажем, что на диаграмме Ламерея либо нет точек пересечения $z_1 = f(z_0)$ с полупрямой $z_1 = z_0 > 0$, либо есть одна такая точка. [illegible] перехода от одного случая к другому дадут условия смены устойчивости отрезка покоя и появления из отрезка покоя периодического движения.

Найдем на куске z_1 [illegible] B [illegible] геометрическое место точек, обладающих тем свойством, что преобразование E_1^- не изменяет абсолютного [illegible] расстояния до плоскости $u = 0$. Легко показать, что [illegible] где k определяется уравнением

если $4B - (A + B)^2 > 0$

$$B \exp\left\{\frac{2(A + B)}{\sqrt{4B - (A + B)^2}} \operatorname{arctg} \ldots\right\} =$$

$$= (A - 1)\left[(A - 1) k^2 + (2 \ldots B) k \ldots\right]$$

если $4B - (A-B)^2 < 0$

$$B\exp\left\{\frac{2(A+B)}{\sqrt{(A+B)^2-4B}}\,\mathrm{arth}\,\frac{[(A-1)k+\ldots]}{(A-1)k(A+\ldots)}\ldots\right.$$
$$-(A-1)[(A-1)k^2+(2-A-B)k \ldots$$

Точки g_1 разбиваются лучом $z = ku$ на три класса:

1) точки, принадлежащие лучу, преобразование E_1^- не [illegible] их расстояние до плоскости $u = 0$.

2) точки, для которых z [illegible] ku, преобразование E_1^- приближает их к плоскости $u = 0$;

3) точки, для которых z [illegible] ku, преобразование E_1^- удаляет их от плоскости $u = 0$.

Если k [illegible] ku не пересекает кривую γ и преобразование E_1^- приближает [illegible] кривой γ к плоскости $u = 0$. Преобразование $S_0^+ E_1^-$ [illegible] точку отрезка L_1 к концу отрезка покоя. В этом [illegible] L_1 выполняется неравенство

[illegible]

Кривая z_1 [illegible] диаграмме Ламерея не имеет с полупрямой z [illegible] точек. При [illegible] преобразования $S_0^+ E_1^-$ последо[illegible] к концу отрезка покоя. Отрезок покоя в этом [illegible]. Если k [illegible], то луч $z = ku$ пересекает кривую γ и [illegible] только одна точка пересечения, отличная от [illegible]. [illegible] пересечения P' принадлежит g_1 (как всегда буде[т] [illegible] или z_0) и пусть P — точка на ребре L, получен[ная] [illegible] P' применением преобразования обратного S_0^+. Из опре[деления] [illegible], что точка P будет неподвижной относительно пре[образования] $S_0^+ E_1^-$. Каждую точку отрезка L_1 ребра L преобразовани[е] $S_0^+ E_1^-$ [illegible] в точку, также принадлежащую L_1 и расположенную [ближе] к P.

Кривая $z_1 = f(z_0)$ на диаграмме Ламерея имеет, таким образом, с полупрямой $z_1 = z_0 > 0$ единственную точку пересечения для значения $z_0 = a$, соответствующего точке P. Для значений $0 < z_0 < a$ и $z_0 > a$ на отрезке L_1 имеет место соответственно $z_1 = f(z_0) > z_0$ и $z_1 = f(z_0) < z_0$. При повторении преобразования $S_0^+ E_1^-$ последовательность точек на L сходится к точке P. Таким образом, неподвижная точка устойчива, а отрезок покоя неустойчив. Соответствующее устойчивое периодическое движение составляется из кусков фазовых траекторий, принадлежащих пластинам

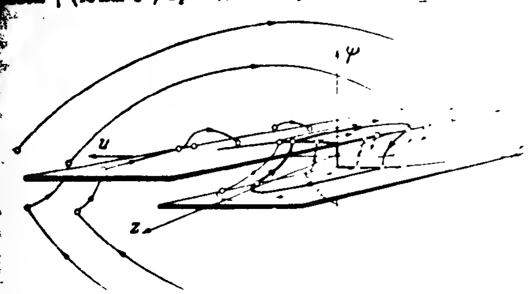
[illegible]

и кусков [illegible] z_0 и z_1 [illegible] φ_0 (фиг. 6).

[illegible] кривая [illegible] и соответственно касается [illegible] координат кривая $z_1 = f(z_0)$ на диаграмме Ламерея [illegible] и (2.4) $k = 0$, находим значения A и B, при [illegible] покоя меняет устойчивость, и из отрезка покоя [illegible] устойчивое периодическое движение (кривая D на фиг. 7 или цилиндрическая поверхность D на фиг. 8).

[illegible] диаграммы Ламерея и неподвижные точки неправильного [illegible]. Условия возникновения автоколебаний, выходящих за зо[ну] [illegible], и условия исчезновения периодических решений

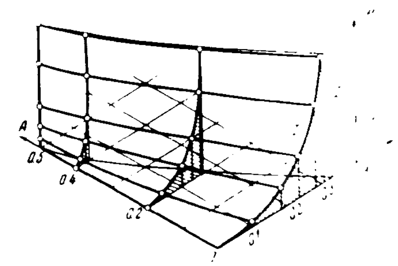
[illegible] пересечения луча $z = ku$ (где k определяется из (2.3) или (2.4)) и [кри]вой γ (точка P') принадлежит устойчивому периодическому [illegible]



Фиг. 6

[illegible] лишь до тех пор, пока P' лежит на [illegible] [в эт]ом случае можно говорить о применении [illegible] [преобра]зования $T_L = S_0^+ E^-$, о порождаемой этим [illegible] [устойчи]вости неподвижной точки функции последования z_1 [соотв]етствующей диаграмме Ламерея.

Фиг. 7



Фиг. 8

Каждая точка ребра L [illegible] определяется применимостью преобразования [illegible] применении преобразования T [illegible] отображается в множество тех точек, [illegible] [множест]во T_G.

Для точек куска G_0, близких к [illegible] T может быть неправильным, так как [illegible] [так]же преобразование $S^+S_0^+$ могут переводить [illegible] на G_0, на пластинку g или $\bar{g}$. Нетрудно выделить [illegible]

которого преобразование T_0 будет [illegible] разование T_G переводит [illegible] сок L_1, а частью в линейное [illegible] ставленное из кусков ребра Γ и кривой [illegible]

Линейное множество f может при этом [illegible] опять лежать в F, и, таким образом, изучение [illegible] последовательном повторении неправильного [illegible] (поскольку о таком повторении может идти речь) [illegible] преобразовании в себя при применении T_G линейного [illegible]

[illegible] преобразование опять может быть удобно [illegible] виде [illegible] Ламерея, являющихся продолжением диаграммы [illegible], порождаемых преобразованием T_L. Последнее становится [illegible], если заметить [illegible] множество f по преобразованию S^+E^+ (при [illegible] E^+ может быть [illegible] преобразованием, если S^+ переводит изображение [illegible] на кусок G_1) переходит также в линейное множество [illegible] вместе с куском L_1 одну непрерывную кривую $L_1 + f^+$ [illegible] L или отрезок ребра L, дополненный куском кривой [illegible] Неправильное[1] преобразование T_0 переводит точку M_0 [illegible] принадлежащую кривой $L_1 + f^+$, в точку M_1 [illegible] также принадлежащую $L_1 + f^+$. Таким образом, [illegible] $L_1 + f^+$ определена функция последования $z_1 = f(z_0)$, а в [illegible] соответствующая диаграмма Ламерея, включающая [illegible] рассмотренную ранее диаграмму Ламерея, а также содержащая [illegible] (полная диаграмма Ламерея).

[illegible] через z^* значение z_0, соответствующее концу отрезка [illegible] выше, для $0 < z_0 < z^*$ может существовать не более [illegible] пересечения и число их может измениться только либо в [illegible] периодического решения из отрезка покоя (или [illegible] периодического решения к отрезку покоя), либо при [illegible] точки пересечения через значение $z = z^*$ на другую часть диаграммы. Появление периодического решения из отрезка покоя происходит, как выяснено выше, при изменении параметров A и B соответствующих пересечению цилиндрической поверхности D с образующими параллельными оси ψ (фиг. 8) в направлении убывающих A и B. Переход точки пересечения через значение $z_0 = z^*$ порождает появление устойчивого периодического движения, включающего куски траектории вне зоны нечувствительности (для $\psi > \psi_0$ и $\psi < -\psi_0$), т. е. возникновение автоколебаний, выходящих на зону нечувствительности. Поверхность D' (фиг. 8), [illegible] из условия, что для точки пересечения имеет место равенство $z = z^*$ (или, другими словами, из условия, что точка P' лежит на границе куска g_0), дает в пространстве параметров [illegible] границу, пересечение которой при изменении параметров в направлении убывающих A или B приводит к возникновению автоколебаний, выходящих на зону нечувствительности.

[1] Такими будут преобразование $T_0 \equiv T_{f+} = \overline{S_0^+ E_0^- S^- E_1^-}$ на [illegible] преобразование $T_0 \equiv T_{L_1} = \overline{S_0^+ T_1}$ на отрезке L_1 и преобразование [illegible] отрезка L_1, так как $E_0^- S^- E_1^-$ вырождается здесь в E_1^-.

[illegible] на кривой γ, если [illegible]

$$[illegible] (-\sqrt{\psi_0 - 1})\Big] \qquad (2.5)$$

[illegible] пересекает γ соответственно при [illegible] $+ B)^2$.

[illegible] с требованием, что точка P' лежит на [illegible] либо на прямой $u + (A - 1)z + B = 0$ [illegible] кривую γ, либо на траектории, касающейся [illegible] T пересекает γ), приводит к [illegible] поверхности D'

$$\psi_0 = \frac{B[1 - k(1 \ldots [illegible]}{2 \ldots [illegible]}$$

где k определяется уравнениями (2. [illegible]

или

$$\psi_0 = \frac{u_0}{2}[1 - k(1 \ldots [illegible]$$

$$u_0 = -\Big[(A + B)\cos\tau + [illegible]$$

где k определяется уравнением (2.5) и [illegible] меньший положительный [illegible] уравнения

$$\operatorname{tg}\tau = \frac{[1 + k(A - 1)(A + B)]\sqrt{4B - (A + B)^2}}{k(1 - \ldots)[2B - (A + B)^2] + A(A + B) - 2B}$$

(если $B > \mu(A + B)^2$). Множество f^+ при применении к нему [illegible] ного преобразования T_0 может либо целиком перейти в [illegible] тогда на множестве f^+ неправильное преобразование T_0 может быть [illegible] ограниченно повторено, либо преобразование T_0 не для всех [illegible] жества f^+ будет неправильным. Обозначим через z^{**} значение [illegible] деляющее на множестве $L_1 + f^+$ точки, для которых преобразование [illegible] будет неправильным, от точек, для которых оно становится правильным. Очевидно, $0 \leqslant z_0 \leqslant z^{**}$ будет тот интервал значений z_0, для [illegible] определены функция последования $z_1 = f(z_0)$ и соответствующая диаграмма Ламерея. Аналитические выражения функции последования z_1 [illegible] интервале $z^* \leqslant z_0 \leqslant z^{**}$ неудобны для исследования их в общем виде. Фактическое построение диаграмм Ламерея для фиксированных значений параметров A, B и ψ_0 может быть [illegible] проделано. При этом обнаруживается, что в интервале [illegible] может иметь две точки пересечения с прямой [illegible] соответствует устойчивому, а другая неустойчивому [illegible] нию (характер устойчивости [illegible]

Качественный характер диаграмм Ламерея [illegible] z^{**} (число точек пересечения кривой $z_1 = f(z_0)$ с прямой [illegible] меняться либо при переходе устойчивого периодического [illegible] через значение $z = z^*$ (поверхность D' на фиг. 8), либо при [illegible] периодического движения через значение $z = z^{**}$ [illegible]

[illegible] периодическое движение [illegible] пластинках g_0 и g_1), либо при [illegible] пересечения кривой $z_1 = f(z_0)$ с прямой [illegible] ния происходит, если кривая $z_1 = f(z_0)$ [illegible]

Нетрудно написать условия того, что [illegible] решение проходит через край пластинки, [illegible] принадлежащих пластинке. Это условие [illegible] лежит либо на ребре $u_0 + (A-1)z_0 = $ [illegible] ... [illegible] преобразования $T_G = $ [illegible] 1), [illegible] 0 и является неподвижной [illegible] ... Γ [illegible] (случай 2).

[illegible] вместе с требованием [illegible] $z_0) =$ [illegible] $= B$ приводит к [illegible] [illegible] параметров A, B, ψ_0:

$$[illegible] \qquad (2.[illegible])$$

$$[illegible] \frac{B - u_0}{[illegible](1 - 2B - 1) - B}$$

$$[illegible] \frac{B}{1 - B}$$

[illegible] для [illegible] вместе с требованием $T_G M(-u_0, -z_0$ [illegible] и [illegible] u_0 [illegible] $1) z_0 = 0$ приводят к параметрическим уравнениям поверхности $D_2^{\cdot}$ в пространстве A, B, ψ_0

$$A + B = \frac{1 - A + u_0 - (1 - A - u_0) e^{2u_0}}{2u_0}$$

$$\psi_0 = -\frac{u_0}{2}[2(A+B) + \ln(1 - 2A - 2B)] \qquad (2.[illegible])$$

$$\frac{B}{1 - B} \leqslant u_0 \leqslant u_0^*, \qquad 1 - A - u_0^* = (1 - A) e^{-2u_0^*}$$

Поверхности $D_1^{\cdot}$ и $D_2^{\cdot}$ переходят одна в другую на кривой

$$[(1 - A)(A + B) - B]\left(\exp\frac{A}{A+B} - 1\right) = 2B(1 - A - B)$$

$$\psi_0 = -\frac{B}{2} - \frac{B}{4(1 - B)}\ln(1 - 2A - 2B) \qquad (2.11)$$

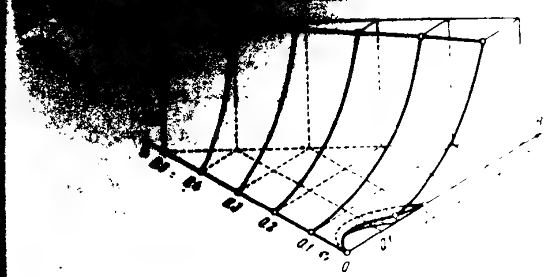
соответствующей значению параметра u_0 [illegible] $B(A+B)^{-1}$ в уравнениях (2.9) и (2.10). Для точек кривой (2.11) периодическое решение составляется из кусков траектории, проходящих как через ребро $u + (A-1)z = B$, так и через ребро [illegible] пластинки.

Поверхность D [illegible] составленная из кусков $D_1^{\cdot}$ и $D_2^{\cdot}$, [illegible] для $A \geqslant 0, B > 0$, [illegible] $B > 0$. Она пересекает плоскость [illegible] по прямой $B = 0$ [illegible] $D_1^{\cdot}$) и по кривой

$$[(A + B)(A + B - 1) - B] = [(A+B)(A - B - 1) + [illegible]$$

(куском $D_1^{\cdot}$). Плоскость $2A + 2B - 1 = 0$ [illegible] поверхностью для $D^{\cdot}$.

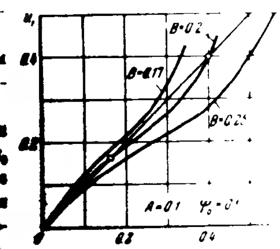
[illegible] параметров, соответствующих [illegible] от асимптотических [illegible] пластинках g_0 и g_1 неустой[illegible]



Фиг. 9

Условия касания кривой $z_1 = f(z_0)$ с прямой $z_1 = z_0$ выделяют[1] в пространстве параметров A, B, ψ_0 поверхность D'''. Изменение параметров, соответствующее пересечению поверхности D''' в направлении возрастающих ψ_0 при фиксированных A и B (убывающих A и B при фиксированном ψ_0), приводит к исчезновению периодических решений.

На фиг. 10 изображен ряд диаграмм Ламерея, построенных для фиксированных значений A, B и ψ_0.



Фиг. 10

3°. Количественные характеристики периодического движения. Координата z_0 точки пересечения кривой $z_1 = f(z_0)$ с прямой $z_1 = z_0$ на диаграмме Ламерея полностью определяет периодическое решение, которое легко может быть построено последовательным припасовыванием кусков траекторий. Возможны периодические решения, «сшитые» из четырех кусков (устойчивое периодическое решение, не выходящее из границ зоны нечувствительности и соответствующее неподвижной точке преобразования $B_0^+ B_1^-$), из шести или из восьми кусков (периодическое решение, выходящее за зону нечувствительности). Шести- или восьмикусочное устойчивое периодическое решение появляется, например, при изменении

[1] Условия $z_1 = f(z_0)$, $z_1 = z_0$, $dz_1/dz_0 = 1$ приводят к [illegible] уравнениям. [illegible] вычисление точек поверхности D''' удобно [illegible] [illegible] диаграмм Ламерея, выделяя при заданных A и B [illegible] имеет место касание. Нетрудно показать, что при [illegible] в интервале $0 < z_0 < z_0^{**}$ [illegible] диаграмм Ламерея в интервале [illegible] направлении, т. е. образуют в зависимости от ψ_0 [illegible]

параметров, соответствующем [illegible] направлении соответственно на куске, где [illegible]

Время движения по отдельным кускам [illegible] формул для S^+, S_0^+, E^+ и E^-. Параметры τ и ϑ [illegible] значение соответствующего времени перехода [illegible] уравнений (I, 4), а параметр ϑ в выражениях для E [illegible] мерным временем t соотношениями

$$2B\vartheta = [4B-(A+B)^2]^{1/2}t \qquad \text{при } 4B-(A+B)^2>0$$

$$2B\vartheta = [(A+B)^2-4B]^{1/2}t \qquad \text{при } 4B-(A+B)^2<0$$

Для устойчивого периодического движения, не выходящего за зону [illegible] выражение для периода имеет простой вид.

[illegible] а также соотношение $z_0 = ku_0$, можно [illegible] соответственно время движения между [illegible] по пластинкам g_0 и g_1, представить [illegible]

$$[illegible] \frac{2B}{A-B}\ln \frac{[illegible][(A-1)k^2+(2-A-B)k-1]}{B[k(A+B)][(A+B)]B}$$

[illegible] определяется из (2.5) или (2.6).

[illegible] неограниченно возрастает, когда периодическое движен[ие] [illegible] к отрезку покоя ($k\to 0$).

§ 3. Преобразование области в область. 1°. *Симметричный хар[актер] [периодического] движения.* Пусть $M_0(u_0, z_0)$ — точка, взятая на ку[ске] [illegible], что допускает применение правильного преобразован[ия] [illegible]. Напишем в развернутом виде преобразования, соответству[ющие] последовательным переходам по кускам траекторий в пространс[тве]

$$\left.\begin{aligned} &z_0 = \zeta_1, \quad u_0 = (A-1)(1+\zeta_1)\frac{e^{-\tau_1}-1}{\tau_1}+\frac{\tau_1}{2}+A+B-1\\ &z_1 = (1+\zeta_1)e^{-\tau_1}-1, \quad u_1 = u_0-\tau_1\end{aligned}\right\} S^+$$

$$\left.\begin{aligned} &z_1 = \xi_1, \quad u_1 = \vartheta_1^{-1}[(A-1)(e^{-\vartheta_1}-1)\xi_1-2\psi_0]\\ &z_2 = \xi_1 e^{\vartheta_1}, \quad u_2 = u_1\end{aligned}\right\} S_0^+$$

$$\left.\begin{aligned} &z_2 = \zeta_2, \quad u_2 = (A-1)(\zeta_2-1)[illegible]-\frac{\tau_2}{2}-A-B+1\\ &z_3 = (\zeta_2-1)[illegible], \quad u_3 = u_2+\tau_2\end{aligned}\right\} S^-$$

$$\left.\begin{aligned} &z_3 = \xi_2, \quad u_3 = \vartheta_2^{-1}[(A-1)(e^{-\vartheta_2}-1)\xi_2+2\psi_0]\\ &z_4 = \xi_2 e^{\vartheta_2}, \quad u_4 = u_3\end{aligned}\right\} S_0^-$$

Пусть [одно]оборотное периодическое движение проходит через точку M_0 и, следовательно, выполняется условие: $z_4 = z_0$, $u_4 = u_0$. Из уравнений $u_1 = u_0 - \tau_1$, $u_3 = u_2 + \tau_2$, $u_2 = u_1$, $u_4 = u_0$ и [illegible] находим, что

$$\tau_1 = \tau_2 = \tau_0 \qquad (3.1)$$

[illegible] преобразования, величины [illegible] (3.1), получаем для перио[дического движения]

$$[illegible] + \frac{\tau_0}{2} + A + B - 1 \quad (L_0)$$

$$[illegible]\frac{1-e^{\tau_0}}{\tau_0} + \frac{\tau_0}{2} - A - B + 1 \quad (L_0')$$

$$[illegible] z_2 + 2\psi_0$$

$$u_2 = (A-1)(z_2-1)\frac{e^{-\tau_0}-1}{\tau_0} - \frac{\tau_0}{2} [illegible] \quad (L_2)$$

$$u_2 = (A-1)(z_2 e^{\vartheta_2}+1)\frac{1-e^{\tau_0}}{\tau_0} - [illegible] \quad (L_2')$$

$$u_2\vartheta_2 = (A-1)(1-e^{\vartheta_2})z_2 - 2\psi_0$$

$$u_0 = u_2 [illegible]$$

Сюда нужно еще добавить условия

$$u_0 + (A-1)z_0 > B, \qquad [illegible] \leqslant 0$$

Нетрудно показать, что группа уравнений (L_0, L_0') при фиксированных A, B, ψ_0 и фиксированном τ_0 может удовлетворяться не более чем одной системой значений величин u_0, z_0, ϑ_2, так как

$$\frac{dz_0}{du_0} > \frac{1}{1-A} \text{ для } L_0, \qquad \frac{dz_0}{du_0} < \frac{1}{1-A} \text{ для } L_0'$$

и, следовательно, L_0 и L_0', рассматриваемые как кривые [illegible] $u_0 z_0$, не могут иметь более одной точки пересечения [1].

Уравнения (L_2, L_2') переходят в уравнения (L_0, L_0') при замене соответственно через $-u_0, -z_0$, поэтому при тех же фиксиро[ванных] A, B, ψ_0 и τ_0 уравнения (L_2, L_2') могут иметь в качестве решения единственную систему значений

$$u_2 = -u_0, \qquad z_2 = -z_0, \qquad \vartheta_1 = \vartheta_2$$

и, следовательно, однооборотное периодическое движение (если [оно] [сущес]твует) симметрично относительно начала координат.

2°. *Область существования симметричного периодического [движения].* В силу соотношений (3.5) группа уравнений (L_2, L_2') системы [illegible]

[1] Первое из неравенств (3.4) очевидно. В справедливости второго [illegible] [вычисл]яя, и не вычисляя довольно громоздких выражений для dz_0/du_0, второе уравнение L_0' можно рассматривать как семейство прямых [illegible] параметра ϑ [illegible] L_0'), а в совокупности уравнения L_0 определяют [illegible] параметра ϑ_2 (кривая L_0'). Для прямых L_0

$$\frac{dz_0}{du_0} = \frac{\vartheta_2}{(1-A)(e^{\vartheta_2}+1)} [illegible] \frac{1}{[illegible]}$$

В силу однозначности функций $u_0(\vartheta_2)$ и $z_0(\vartheta_2)$ кривая L_0 [illegible] пересекаемой прямой L_0'. Нетрудно проверить, что движение в направлении [illegible] [illegible] соответствует пересечению семейства прямых [illegible] [illegible] ϑ_2, т. е. убывающих dz_0/du_0 для прямых L_0 [illegible], что [illegible] L_0' выполняется (3.4).

падает с уравнениями $(\bar{u}_0, \bar{z}_0)$ [illegible] тается уравнением $2u_0 = \tau_0$. [illegible] u_0, z_0, входящие линейно, приходим к [illegible]

$$\vartheta_2 = -\ln\frac{\mu\tau_0 e^{\tau_0} - e^{\tau_0} + 1}{e^{\tau_0} - \mu\tau_0 - 1}$$

$$\vartheta_2 = \frac{k}{\tau_0} - \frac{k(e^{\tau_0}+1)}{e^{\tau_0}-1}$$

где

$$\mu = \frac{1 \; B \; 1}{1 \; 1} \qquad k = 2(1-A-B), \quad h = 4(\psi_0 - A + 1)$$

Дополнительные условия (3.3) после исключения из них координат u_0 и z_0 (при помощи условий (3.5) и формул для преобразований S^+ и S_0^+) можно написать в таком виде

$$\tau_0(1 \; [illegible]) \quad k(e^{\tau_0} + \tau_0 - 1) \tag{3.8}$$

$$(A-1)(e^{\tau_0} \; 1)(1 \quad \vartheta_2 e^{\vartheta_2} \quad e^{\vartheta_2}) \leqslant 2\psi_0(e^{\vartheta_2} + e^{-\tau_0})$$

Отыскание периодических решений и области существования их сводится к исследованию кривых (3.6) на куске плоскости τ_0, ϑ_2, выделяемом условиями $\tau_0 > 0$, $\vartheta_2 > 0$ и неравенствами (3.8), и определению точек пересечения и области существования в пространстве параметров точек пересечения этих кривых. Область существования ϑ_2, определяемого уравнением (3.6), дается неравенством

$$0 < \frac{\mu\tau_0 e^{\tau_0} - e^{\tau_0} + 1}{e^{\tau_0} - \mu\tau_0 - 1} < 1$$

или эквивалентным неравенством

$$\frac{e^{\tau_0} - 1}{\tau_0 e^{\tau_0}} < \mu < \frac{2(e^{\tau_0}-1)}{\tau_0(e^{\tau_0}+1)} \tag{3.9}$$

Если $0 < \mu < 1$ и, следовательно,

$$1 > 0, \qquad B > 0, \qquad 1 - A - B > 0 \tag{3.10}$$

каждому фиксированному μ отвечает интервал значений τ_0: $\tau_0' < \tau_0 <$ [illegible] τ_0, в котором кривая (3.6) существует и существует точка пересечения кривых (3.6) и (3.7). При $\mu > 1$ кривая (3.6) не существует и, следовательно, не могут существовать и периодические движения рассматриваемого типа. Условия (3.10) совместно с условиями (3.8), которые также можно рассматривать, принимая во внимание уравнения (3.6) и (3.7) как соотношения между параметрами A, B и ψ_0, выделяют в пространстве параметров область, для точек которой в G_0 существует неподвижная точка правильного преобразования. Неподвижная точка попадает на край пластинки («внешний» или «внутренний»), если выполняется какое-либо из равенств (3.8), и в этом случае мы опять приходим к поверхности D^*, изображенной на фиг. 9. Неподвижная точка уходит в бесконечность, если $1 \; A \; B \; 0$.

5. Устойчивость периодического движения. Для исследования устойчивости неподвижной точки и соответствующего периодического движения обратимся к правильному преобразованию $T_G = \bar{S}^+ S_0^+$. [illegible] в формулах для S_0^+ величины z_2 и u_2 соответственно через [illegible]

[illegible] и S_0^+ координаты промежуточной [illegible] T_G, приходим к уравнениям

$$[illegible] + \frac{\tau_1}{2} + A + B - 1 \tag{3.11}$$

$$[illegible]\,)\bar{z}_2 + 2\psi$$

[illegible] устойчивости полагаем

$$u_0 = a + x, \qquad \bar{u}_2 = a + \xi, \qquad [illegible]$$
$$z_0 = b + y, \qquad \bar{z}_2 = b + \eta, \qquad \vartheta_1 \; [illegible] \tag{3.12}$$

где a, b, θ и τ — соответственно значения координат [illegible] τ_1 и ϑ_2, относящиеся к неподвижной точке M [illegible] $T_G(M_0 = T_G M_0)$. Подставляя (3.12) в (3.11) [illegible] степеням малых величин x, y, ξ, η, h и k и ограничиваясь [illegible] разложениях только членами первого порядка, получаем

$$x = \alpha y + \left(\tfrac{1}{2} + \beta\right)h, \qquad h \; [illegible]$$
$$\eta = -\gamma y + \delta h \quad \lambda h, \qquad k \; [illegible] \eta - \mu\xi \tag{3.13}$$

где

$$\alpha = (A-1)\frac{e^{-\theta}-1}{\theta}, \qquad \beta = (A-1)(1+b)\frac{1}{[illegible]}\,[illegible]$$

$$\gamma = e^{-(\theta+\tau)}, \quad \delta = (1+b)\gamma, \quad \lambda = \frac{(A-1)(1-e^{\tau})}{(A-1)be^{\tau} + a}, \quad \mu = [illegible]$$

исключая h и k, находим[1]

$$\xi = \frac{\tfrac{1}{2} - \beta}{\tfrac{1}{2} + \beta}x - \frac{\alpha}{\tfrac{1}{2} + \beta}y$$

$$\eta = \frac{\delta + (\mu b(\tfrac{1}{2} - \beta)}{(1+\lambda b)(\tfrac{1}{2} + \beta)}x - \frac{\gamma(\tfrac{1}{2} + \beta) + \alpha(\delta + \nu b)}{(1+\lambda b)(\tfrac{1}{2} + \beta)}y \tag{3.14}$$

Устойчивость неподвижной точки и ее характер могут быть определены из уравнений первого приближения (3.14). Необходимое и достаточное условие асимптотической устойчивости заключается в требовании, чтобы корни характеристического уравнения

$$\begin{vmatrix} \dfrac{0.5 - \beta}{0.5 + \beta} - \rho & -\dfrac{\alpha}{0.5 + \beta} \\ \dfrac{\delta + \mu b(0.5 - \beta)}{(0.5+\beta)(1+\lambda b)} & -\dfrac{\gamma(0.5 + \beta) + \alpha(\delta + \mu b)}{(0.5 + \beta)(1 + \lambda b)} - \rho \end{vmatrix} = 0 \tag{3.15}$$

были по модулю меньше единицы[2]. Обозначим

$$p = [illegible]$$

$$q = \frac{\alpha[\delta + \mu b(0.5 - \beta)]}{[illegible]}$$

---

[1] В области $A > 0$, $B > 0$, $1 - A - B$ [illegible]

[2] Характер неподвижной точки сохраняется [illegible] преобразовании корни соответствующего характеристического [illegible] корней уравнения (3.15).

тогда упомянутое условие [illegible]

$$-p+q+1>0, \qquad p+[illegible]$$

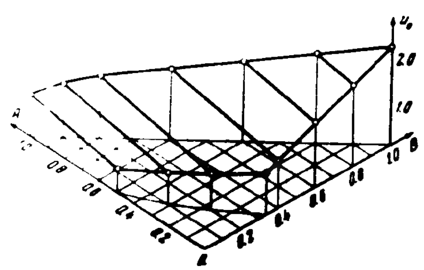
Воспользовавшись (3.16), получаем

$$-p+q+1=\frac{1-\gamma+2\delta-[illegible]}{(0.5+\beta)(1+2\delta)}[illegible]$$

$$p+q+1=\frac{2(\alpha\delta+\beta\gamma+\beta)+2\lambda\beta+[illegible]}{(0.5+\beta)(1+2\delta)} \quad [illegible])$$

Нетрудно проверить, что условия (3.17) не выполнены [illegible] выражения (3.18) имеют разные знаки. В соответствии с этим [illegible] вей уравнения (3.1.) по модулю меньше, а другой больше [illegible]. Неподвижная точка (и соответствующее периодическое движение) будет неустойчива и будет типа седло.

§ 4. Оценка области сходимости процесса регулирования. Дадим оценку области сходимости процесса регулирования для тех значений параметров A и B, при которых отрезок покоя устойчив, но существует неустойчивое



Фиг. 11

периодическое движение. Пусть $u_0 z_0$ — точка, взятая на ребре Γ.

$$u+(A-1)z-B=0$$

Найдем условия, при которых траектория, проходящая через точку $u_0 z_0$ ребра Γ, опять возвращается на ребро. Для этого достаточно, чтобы преобразование $S'ES_0'$ (I может быть также тождественным преобразованием) переводило изображающую точку $u_0 z_0$ на пластинку в плоскости $z=z_0$. Требуемое условие, например, заведомо выполнено, если $u_0<u_0^*$, а точка $M_1(u$ [illegible] ребре Γ, такова, что

$$S\,M\,[illegible]\,M_1[u_1\quad(1-A)\bar{z}_1,\ \bar{z}_1] \tag{4.1}$$

$$S\,M_1[\,[illegible]\,(1-A)\,z_1, z_1]=M_2(u_1,z_1)\subset g \tag{4.2}$$

Условие (4.1) дает

$$2B\;[illegible]\;2\tau_0+\tau_0^2+\frac{\tau_0^3}{e^{-\tau_0}+\tau_0-1}\;[illegible] \tag{4.3}$$

а условие (4.2) приводит к неравенству

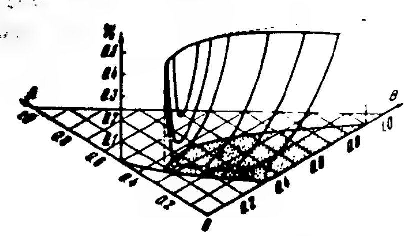
$$2\psi_0<u_1(1-\theta-e^{-\theta})\;[illegible] \tag{4.4}$$

[illegible] $\frac{[illegible]-\tau_0^2-2B}{2\tau_0}$ (4.5)

[illegible] u_0^* будет характеризовать [illegible] регулирования, если начальные [illegible] плоскости $\psi=\psi_0$. Фиг. 11 позво[illegible] u_0^* от параметров A и B. Значения [illegible] границы, определяемых поверхностью

$$[illegible](1-\theta-e^{-\theta})=F(A,B) \tag{4.6}$$

и [illegible]. Поверхность (4.6) изображена на фиг. 12.



Фиг. 12

Для заданных A и B значение ψ_0 [illegible] по уравнениям (4.3), (4.4) и (4.6). Цилиндрическая [illegible]

$$2B=[illegible]\frac{\tau_0^3}{[illegible]+\tau_0-1}$$
$$A=1-[illegible]+\frac{[illegible](2\tau_0-1)}{2\tau_0(e^{-\tau_0}+\tau_0-1)} \tag{4.7}$$

является для (4.6) асимптотической поверхностью. Вне области существования (4.6), ограниченной кривой (4.7) и кривой D смены устойчивости отрезка покоя, величина u_0^* дает оценку области сходимости процесса регулирования независимо от величины параметра ψ_0.

Поступило 15 IX 1950

ЛИТЕРАТУРА

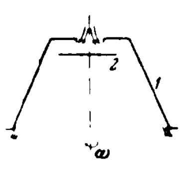
1. Андронов А.А. и Баутин Н. Н. Теория стабилизации курса нейтрального самолета при помощи автопилота с постоянной скоростью сервомотора [illegible] и наличия зоны нечувствительности. Изв. АН СССР, ОТН, вып. 3, 1955.

О ДВИЖЕНИИ МАТЕРИАЛЬНОЙ [illegible] ВНУТРИ БЫСТРО ВРАЩАЮЩЕГОСЯ [illegible]

Е. М. ГОЛЬДИН

(Ленинград)

Исследуемое движение моделирует различные технологические процессы [illegible], химической и пищевой промышленности, которые осуществляются при [illegible] ческих инерционных центрифуг. Так, для [illegible] раздробленного угля после его обогащения [illegible] конструкция (фиг. 1), состоящая из конического сит[illegible] ротора 1 и тарелки 2, быстро вращающихся вокруг своей оси. Влажная угольная масса подается на тарелку [illegible] отбрасывается на внутреннюю поверхность ротора и движется по ней к выходному сечению, теряя по пути влагу, которая удаляется через отверстия в сите. Несмотря на широкое применение инерционных центрифуг, теория движения для них почти не разработана. В настоящей статье [illegible] попытка несколько запо[illegible] [illegible] пробел. Кроме того, задача о движении внутри конуса пре[illegible] [illegible] обобщением классической задачи о движении материальной [illegible] плоскости. Тема данной статьи возникла в содружестве с Все[illegible] [illegible] исследовательским институтом «Углеобогащение».

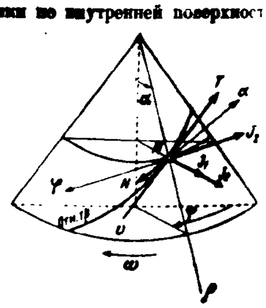


Фиг. 1

1. Дифференциальные уравнения движения. Для вывода уравнений [illegible] движения материальной точки по внутренней поверхности [illegible] вращающегося конуса выберем [illegible] сферическую систему координат ρ, φ, α, жестко связанную с конусом и с центром в его вершине (фиг. 2).

Относительное движение точки M происходит под действием инерционных сил J, силы трения T и нормальной реакции N. По сравнению с ними силой тяжести пренебрежем.

Центробежная сила $J_e = m\rho\omega^2 \sin\alpha$ лежит в осевой плоскости, проходящей через данную точку M, и перпендикулярна к оси конуса. Такое же направление имеет составляющая кориолисовой силы, связанная с компонентой относительной скорости $v_\varphi = \rho\dot\varphi \sin\alpha$. Величина этой составляющей $J_1 = 2m\rho\omega\dot\varphi \sin\alpha$, где ω — угловая скорость конуса. [illegible] составляющая кориолисовой силы связана со скоростью v_ρ [illegible] имеет величину $J_2 = 2m\dot\rho\omega \sin\alpha$. Ее направление прямо [illegible].



Фиг. 2

[illegible] направлен[illegible] [illegible] скорости v. Наконец, [illegible] положительно оси α.

[illegible] на оси ρ, φ, α и сопоставляя [illegible] массы на проекции относитель[illegible] [illegible] преобразований получим диф[illegible]

$$[illegible] = 0 \qquad (v = \sqrt{\dot\rho^2 + \rho^2\dot\varphi^2 \sin^2\alpha}) \qquad (1.1)$$

$$[illegible] \dot\varphi) = 0$$

и [illegible] нормальной реакции

$$N = m\rho(\omega + \dot\varphi)^2 \sin\alpha \cos\alpha \qquad (1.2)$$

Для [illegible] нелинейной системы (1.1) необходимо знать за[illegible] кон [illegible] T. В данной статье рассмотрен случай, когда сопротивление [illegible] пропорционально относительной скорости v, а также случай сухого трения, когда $T = fN$.

2. Сопротивление, пропорциональное скорости. Подставим в (1.1) $T = m\gamma v$, где γ — коэффициент пропорциональности, и введем безразмерные переменные: абсолютную угловую скорость x материальной точки и логарифмическую скорость y в направлении образующей конуса:

$$x = \frac{\omega + \dot\varphi}{\omega}, \qquad y = \frac{\dot\rho}{\rho\omega \sin\alpha}$$

Другими словами, x характеризует степень вовлечения материальной частицы во вращательное движение конуса, а y дает отношение скорости частицы в направлении образующей к окружной скорости конуса.

Введем также τ — безразмерное время движения и безразмерный коэффициент сопротивления, k [illegible] в пределах от нуля до ∞

$$\tau = t\omega \sin\alpha, \qquad k = \frac{\gamma}{2\omega \sin\alpha}$$

В новых переменных вместо (1.1) получим нелинейную систему

$$x' - 2k(1 - x) + 2xy = 0, \qquad y' + 2ky + y^2 - x^2 = 0 \qquad (2.1)$$

где, как и в дальнейшем, штрихами обозначены производные [illegible].

Эта система эквивалентна одному уравнению с разделяющимися переменными на комплексной плоскости $z = x + iy$. В самом деле, умножая второе из уравнений (2.1) на i и складывая с первым, найдем

$$z' - iz^2 + 2kz - 2k = 0 \qquad (2.2)$$

Комплексная плоскость $z = x + iy$ представляет собой [illegible]скость, наглядно характеризующую различные компоненты [illegible] материальной точки, движущейся внутри конуса (фиг. [illegible]) [illegible] $= y = 0$ материальная точка находится в абсолютном [illegible] $y = 0$ — в относительном покое. Верхняя полуплоскость [illegible] ствует [illegible] точки к выходному сечению конуса, а [illegible] к его вершине. При $x = 1$ материальная [illegible] вовлечена во вращательное движение конуса, при [illegible] [illegible] перемещается вдоль его образующей.

Перепишем (2.2) в виде

$$z' = i(z - z_1)(z - [illegible]$$

где z_1 и z_2 — корни квадратного уравнения

$$z^2 + 2kiz - 2ki = 0$$

Нетрудно вычислить, что

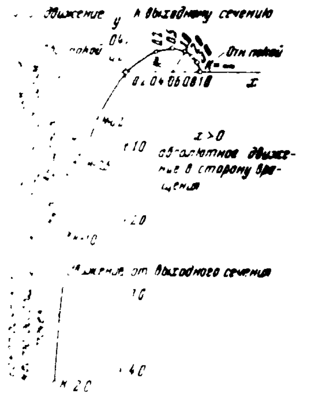
$$z_1 = x_1 + iy_1 = x_1 + ix_1\sqrt{\frac{1-x_1}{1+x_1}} = x_1 + ik\frac{1-x_1}{x_1}$$

$$z_2 = x_2 + iy_2 = x_2 + ix_2\sqrt{\frac{1-x_2}{1+x_2}} = -x_1 - ik\frac{1+x_1}{x_1} \qquad (2.5)$$

причем

$$x_1 = -x_2 = \sqrt{[illegible]\, k^2 + \sqrt{\tfrac{1}{4}k^4 - \tfrac{1}{2}k^2}}$$

Интегрирование (2. [illegible]) с учетом начальных данных $\tau = 0$, $z = z_0$ дает



Фиг. [illegible]

$$\frac{z - z_1}{z - z_2} = \frac{z_0 - z_1}{z_0 - z_2} e^{i(z_1 - z_2)\tau} \qquad (2.6)$$

откуда сразу видно поведение изображающей точки на фазовой плоскости. Действительно, поскольку

$$i(z_1 - z_2) = -2\left(\frac{k}{x_1} - ix_1\right)$$

экспоненциальный множитель в (2.[illegible]) убывает с течением времени [illegible] $z \to z_1$. Это стремление тем быстрее, чем больше k, так как согласно табл. 1, значения $2k/x_1$ возрастают вместе с k. Аналогично получим, что $z \to z_2$ при $\tau \to -\infty$. Таким образом, фазовые траектории представляют собой спирали, разматывающиеся с точки z_2 и наматывающиеся [illegible]. Эти точки являются особыми для фазовой плоскости соответственно типа неустойчивого и устойчивого фокуса. Согласно (2.5) геометрическое место z_1 и z_2 при различных коэффициентах трения k представляет собой кривую

$$y = x\sqrt{\frac{1-x}{1+x}}$$

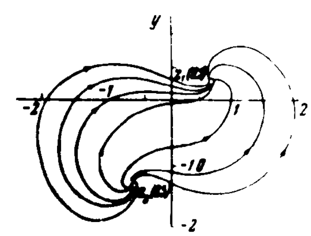
которая изображена на фиг. 3. Эта кривая определяется в промежутке $-1 < x < 1$, причем $z_1(k)$ соответствует значениям $x > 0$, а $z_2(k)$ — значениям $x < 0$.

На фиг. 4 показаны фазовые траектории при $k = 0.5$. Изменение k в принципе не нарушает показанной картины. При увеличении k полюс z_1 стремится к $z = 1$ (табл. 1), полюс z_2 удаляется в бесконечность и фазовые траектории соответственно вытягиваются. При [illegible] k оба полюса приближаются к $z = 0$, что также [illegible]

Таблица 1

k	[illegible]	[illegible]	[illegible]	ω/ω_0	$b(x_1)$	$b(x_2)$
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0	2.00	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.942	1.40	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.396	1.27	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.796	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.17	[illegible]	[illegible]
1.0	[illegible]	[illegible]	2.27	2.54	1.12	[illegible]
2.0	[illegible]	0.195	4.20	4.40	[illegible]	[illegible]
3.0	[illegible]	0.145	6.14	6.28	[illegible]	[illegible]
4.0	0.970	0.124	8.12	[illegible]	[illegible]	[illegible]
5.0	0.980	0.102	10.1	10.2	[illegible]	[illegible]
10.0	[illegible]	0.050	20.0	[illegible]	[illegible]	[illegible]
∞	1.000	0	∞	∞	[illegible]	[illegible]

[illegible]формации траекторий. Во всех случаях изображающая точка [illegible] стремится к своему предельному значению $z_1(k)$. Скорость изображающей точки определяется формулой (2.3), откуда модуль скорости равен [illegible] $-z_1(k)||z - z_2(k)|$ и при фиксированном z и возрастании k, вообще говоря, увеличивается из-за увеличения модуля $z_1(k)$.



Фиг. 4

Из изложенного выше следует, что при движении материальной точки по внутренней поверхности быстро вращающегося конуса ее угловая скорость — x и логарифмическая скорость в направлении образующей — y асимптотически стремятся к некоторым предельным значениям x_1, y_1 тем быстрее, вообще говоря, чем больше [illegible] коэффициент сопротивления.

Для дальнейшего представим (2.6) в виде

$$z = z_1 + \frac{(z_1 - z_2) Z_0 e^{i(z_1 - z_2)\tau}}{1 - Z_0 e^{i(z_1 - z_2)\tau}} \qquad \left(Z_0 = \frac{z_0 - z_1}{z_0 - z_2}\right) \qquad (2.7)$$

Левую часть (2.7) можно преобразовать так

$$z = x + iy = \frac{\omega + \dot\varphi}{\omega} + i\frac{\dot\rho}{\rho\omega\sin\alpha} = [illegible]$$

Отсюда, интегрируя (2.7) и пользуясь начальными данными [illegible], $\rho = \rho_0$, получим

$$\tau + \varphi\sin\alpha + i\ln\frac{\rho}{\rho_0} = z_1 [illegible] \ln [illegible] \qquad (2.8)$$

Отделяя здесь вещественную часть от мнимой и [illegible] уравнения движения материальной точки в виде

$$\rho = [illegible]\, e^{y_1\tau}, \qquad \varphi\sin\alpha = (x_1 - 1)\tau [illegible] \arg [illegible] \qquad (2.9)$$

Значения [illegible]

y_0	z_0 \ k	0.5	1.0	2.0	[illegible]
[illegible]	[illegible]	0.711	0.804	0.906	[illegible]
[illegible]	[illegible]	0.845	0.873	0.931	[illegible]
[illegible]	[illegible]	1.025	0.966	0.971	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.962	1.007	1.000
[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.022	1.033	1.0[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.102	1.067	1.052

где, [illegible] предыдущего, все параметры определены в зависимости [illegible] k и начальных скоростей

$$[illegible] \quad y_0 \quad \frac{\dot\rho_0}{\rho_0\omega \sin\alpha}$$

[illegible]

$$[illegible] \; 1 \quad Z_0 \quad \frac{z_1 - z_2}{z_0 - z_2}\Big)$$

$$[illegible] \quad y_0 \quad x_1 \sqrt{\frac{1-z_0}{1+z_0}} \qquad (\nu = 1, 2)$$

$$[illegible] \quad 2\left(\frac{k}{z_1} - ix_1\right)$$

[illegible] общее решение поставленной задачи для случая [illegible] пропорционального первой степени скорости.

[illegible] Частные случаи. Полученное решение несколько громоздко для [illegible] расчетов. Поэтому отметим возможные варианты упрощения [illegible] рассмотрим экспоненциальный член из (2.9), который [illegible] в следующей форме

$$Z_{\nu} \; [illegible] \; \frac{z_1}{z_2}\exp\left[-2\left(\frac{k}{x_1} - ix_1\right)\tau\right] \qquad (3$$

[illegible] убывает при увеличении k за счет увеличения [illegible] а также при увеличении безразмерного времени [illegible] при таких k и [illegible] когда (3.1) пренебрежимо по сравнению [illegible] с достаточной точностью, можно пользоваться [illegible] простыми формулами

$$[illegible] \quad (x_1 - 1)\tau - \arg\frac{z_0 - z_2}{z_1 - z_0} \qquad (3.$$

[illegible] возможность дальнейших упрощений при [illegible] начальных скоростей, обычных для техники [illegible] при таких k модуль и аргумент входящих [illegible] единицей и нулем, получим формулы

$$[illegible] \qquad \varphi \sin\alpha = (x_1 - 1)\tau \qquad (3.3)$$

точки [illegible] тем больше, чем больше коэффициент сопротивления k. Эти формулы уже не содержат начальной скорости, что [illegible] при большом сопротивлении.

Таблица 3

[illegible]	[illegible]	3.0	5.0	10.0
[illegible]	[illegible]	0.141	0.093	0.049
[illegible]	0.000	0.062	0.049	0.025
[illegible]	−0.004	−0.013	0.000	[illegible]
[illegible]	[illegible]	0.201	0.151	[illegible]
[illegible]	0.119	0.101	0.079	[illegible]
[illegible]	0.019	0.007	0.012	[illegible]

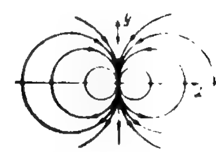
[illegible] больших k согласно (2.5), можно положить

$$x_1 = 1 - \frac{1}{2k^2}, \qquad y_1 = \frac{1}{2k}$$

Учитывая, кроме того, что $\tau = t\omega\sin\alpha$, получим [illegible] расчетные формулы в виде

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{\omega \sin\alpha}{2k} t\right), \qquad [illegible] \qquad (3.4)$$

Формулы (3.2) и (3.4) относятся к случаю больших сопротивлений. Отметим теперь противоположный случай пренебрежимых сопротивлений.



Фиг. [illegible]

Интегрирование (2.2) в случае $k = 0$ дает

$$z = \frac{z_0}{1 - iz_0\tau} \qquad (3.5)$$

Отсюда видно, что при любом z_0 и $\tau \to \infty$ будем иметь $z \to 0$, т. е. в случае пренебрежимого сопротивления предельным состоянием материальной точки внутри конуса будет состояние абсолютного покоя.

Разделяя в (3.5) вещественную и мнимые части, найдем

$$x = \frac{x_0}{x_0^2\tau^2 + (1 + y_0\tau)^2}, \qquad y = \frac{y_0 + (x_0^2 + y_0^2)\tau}{x_0^2\tau^2 + (1 + y_0\tau)^2}$$

Соответственно для фазовых траекторий получим окружности

$$\left(x - \frac{x_0^2 + y_0^2}{2x_0}\right)^2 + y^2 = \left(\frac{x_0^2 + y_0^2}{2x_0}\right)^2$$

показанные на фиг. 5. Согласно (2.2) скорость движения изображающей точки по этим окружностям прямо пропорциональна квадрату расстояния от начала координат.

Уравнения движения материальной точки внутри конуса при $k = 0$ можно найти, переписывая (3.5) в виде

$$1 + \varphi' \sin\alpha + i\frac{\rho'}{\rho} \; [illegible]$$

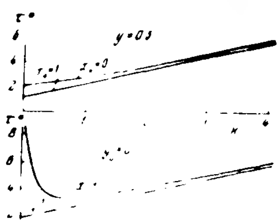
и интегрируя это равенство с учетом начальных данных, [illegible] что дает

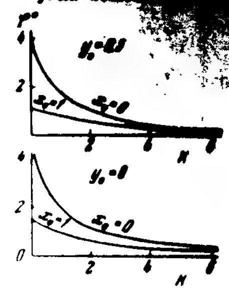
$$\tau + \varphi \sin\alpha + i \ln\frac{\rho}{\rho_0} = i \ln(1 - iz_0\tau)$$

Отсюда находим искомые уравнения

$$\rho = \rho_0 \sqrt{x_0^2\tau^2 + (1 + y_0\tau)^2}, \qquad \varphi \sin \alpha = \ldots$$

Для иллюстрации полученных формул (3.2), (3.3) ... проведены расчеты времени фугования τ^* и угла ...





Фиг. 7

... начальных скоростях x_0, y_0 и различных коэффи... k. При расчетах, в соответствии с реальным ... центрифуг, принималось $\rho^* = 2\rho_0$ и $\alpha = 3$... даны на фиг. 6 и 7.

... видно, что начальная окружная скоро... отражается на результативных хар... по сравнению с начальной скоростью ... влияние начальных скоростей ст... Кроме того, при возрастании k угол φ^* п... сливаются с образующими кону... что существенное увеличение времени ф... либо при малых сопротивлениях ... условиям абсолютного покоя, ко... сопротивлениях независимо от нача...

4. Различные формы уравнений при сухом трении. Перейдем к с... частицы во вращающемся кону... Кулона $T = fN$, где f — коэфф... определяемая формулой (1.... безразмерным величинам x, y, ... фазовой плоскости, получим систему

$$x' \ldots, \qquad y' \ldots \frac{bx^2y}{\sqrt{(1-x)^2+y^2}} + y^2 - x^2 = 0 \qquad (4.1)$$

где b ... характеристика сухого трения.

Эта система может быть переписана в виде дифференциальной формы, удобной для геометрических интерпретаций

$$d\,\frac{x^2+y^2}{x} \ldots b\sqrt{(1-x)^2+y^2} + y^2 d \operatorname{arctg}\frac{y}{1-x} \qquad (4.2)$$

... полярные коорди-

$$\ldots \quad y = R\sin\theta \qquad (4.3)$$

... приобретают вид

$$\ldots, \qquad R\theta' = (1+R^2)\cos\theta - 2R \qquad (4.4)$$

... координатах получим

$$d\frac{1-R^2}{1-R\cos\theta} + bR\,d\theta = 0 \qquad (4.5)$$

5. Особые точки фазовой плоскости. Точки фазовой плоскости, в которых x' и y' или соответственно R' и $R\theta'$ обращаются одновременно в нуль или теряют смысл, называются особыми.

При помощи (4.1) можно сразу отметить две такие точки, не зависящие от коэффициента сопротивления b: начало декартовых координат ($x = y = 0$), что соответствует абсолютному покою, и начало полярных координат ($x = 1$, $y = 0$), которое соответствует относительному покою материальной точки в конусе. Для первой из них обращаются в нули x' и y', а для второй эти производные получаются неопределенными.

Чтобы найти остальные особые точки, приравняем нулю правые части уравнений (4.4); при этом из последнего имеем

$$\cos\theta = \frac{2R}{1+R^2}, \qquad \sin\theta = \pm\frac{1-R^2}{1+R^2}$$

Согласно первому из уравнений (4.4) получим для R

$$\frac{(1-R^2)^2}{1+R^2}\left(\pm 1 - \frac{b}{1+R^2}\right) = 0$$

Случай $R = 1$ соответствует $\theta = 0$, т. е. $x = y = 0$, и уже ... Кроме того, $b > 0$, и поэтому нужно сохранить только ... Особые точки фазовой плоскости в полярных координатах ...

$$R = \sqrt{b-1}, \qquad \sin\theta = \frac{2-b}{b}, \qquad \cos\theta = \frac{2\sqrt{b-1}}{b} \qquad (5.1)$$

Из (5.1) видно, что каждому значению коэффициента ... большему единицы, соответствует определенная, вообще говоря, ...ственная, особая точка фазовой плоскости. Единственно ... только при $b = 1$ и $b = 2$, особые точки для которых ... ками $x = 1$, $y = 0$ и $x = y = 0$. Последние, как указывалось ..., особыми при любых b.

В декартовых координатах особые точки определяются форм...

$$x = 1 - R\cos\theta = \frac{2-b}{b}, \qquad y = R\sin\theta = \ldots$$

Исключая отсюда b, получим уравнение геометрического места особых точек в виде

$$y = x\sqrt{\frac{1-x}{1+x}}$$

что полностью совпадает с аналогичным геометрическим местом ... случая сопротивления, пропорционального скорости (фиг. 3).

6. Особая точка в начале [illegible] нулю, пренебрежем в уравнениях (4.1) [illegible] порядка малости, что дает

$$x' = bx^2 - 2xy, \qquad y' = x^2 - y^2 \qquad \text{[illegible]}$$

Отсюда для фазовых траекторий получим уравнение

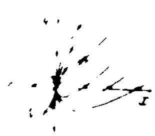
$$\frac{dy}{dx} = \frac{x^2 - y^2}{bx^2 - 2xy}$$

[illegible] имеет вид

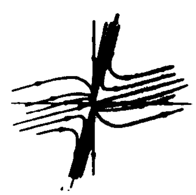
$$x^2 - bxy + y^2 - cx = 0 \qquad (6.2)$$

[illegible] интегрирования.

[illegible] траектории в зависимости от коэффициента [illegible] эллипсы ($b < 2$), либо параболы ($b = 2$), [illegible]



Фиг. 9



Фиг. 10

[illegible] Все траектории проходят через начало координат [illegible] оси y, если $c \neq 0$. Направление движения [illegible] точки вдоль траектории очевидно из второго уравнения [illegible] внутри области, заключенной между прямыми [illegible] движение происходит в сторону увеличения y и вне [illegible] в обратном направлении.

[illegible] траектории (6.2) изображены для различных b на фиг. 8, 9 [illegible] случаях положительная и отрицательная ветви оси y представляют собой также фазовые траектории. В случае $b < 2$ особую точку [illegible] можно считать устойчивой в смысле Ляпунова, если исключить отрицательное направление оси y. В случае $b = 2$, как видно из фиг. 9, область $y > x$ соответствует асимптотическому приближению изображающей точки к положению покоя, а область $y < x$ — удалению от покоя. В случае $b > 2$ (фиг. 10) вырожденная гипербола, образуемая прямыми

$$y = (\tfrac{1}{2}b \pm \sqrt{\tfrac{1}{4}b^2 - 1})\,x,$$

делит окрестность особой точки на четыре характерные области. Изображающая точка, перемещаясь внутри тупых углов, образованных этими прямыми, асимптотически приближается или удаляется относительно начала координат, а при перемещении внутри острых углов вовсе не проходит через точку $x = y = 0$.

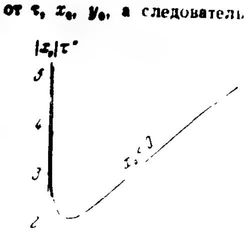
Чтобы получить уравнения движения изображающей точки, найдем из (6.2) y как функцию x и подставим в первое из уравнений (6.1).

[illegible] от τ, x_0, y_0, а следовательно [illegible] y. В [illegible]

$$\text{[illegible]} \qquad (6.3)$$

где

$$c = \frac{x_0^2 - bx_0y_0 + y_0^2}{x_0}, \qquad \delta_0 = \frac{y_0}{x_0} - \frac{b}{2}$$



Фиг. [illegible]

Из этих уравнений снова видно, что точка $x = y = 0$ является особой, которая достигается изображающей точкой при [illegible] $= \pm\infty$. При $b = 2$ и $x_0 = y_0$ уравнения (6.3) дают неопределенность типа $0:0$. Однако в этом случае непосредственно из (6.1) следует [illegible] следовательно, биссектриса $x = y$ при $b = 2$ вблизи начала координат является геометрическим местом особых точек, имеющих, как и [illegible] фиг. 9, неустойчивый характер.

При помощи (6.3) нетрудно получить уравнения движения [illegible] точки в быстро вращающемся конусе вблизи положения [illegible] соответствующего абсолютному покою. Подставляя в левые части (6.[illegible]

$$x = 1 + \varphi' \sin\alpha, \qquad y = \frac{\rho'}{\rho}$$

и интегрируя, найдем при различных значениях b

$$\rho^2 = \rho_0^2 \frac{(c\tau + \delta_0)^2 + 1 - {}^1/_4 b^2}{\delta_0^2 + 1 - {}^1/_4 b^2} e^{bF}, \qquad \varphi \sin\alpha = -\tau + F$$

[illegible]

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 - {}^1/_4 b^2}} \operatorname{arctg} \frac{c\sqrt{1 - {}^1/_4 b^2}\,\tau}{\delta_0 (c\tau + \delta_0) + 1 - {}^1/_4 b^2}$$

$$F = \frac{c\tau}{\delta_0 (c\tau + \delta_0)}$$

$$F = \frac{1}{\sqrt{{}^1/_4 b^2 - 1}} \ln \frac{c\tau + \delta_0 - \sqrt{{}^1/_4 b^2 - 1}}{c\tau + \delta_0 + \sqrt{{}^1/_4 b^2 - 1}} \cdot \frac{\delta_0 + \sqrt{{}^1/_4 b^2 - 1}}{\delta_0 - \sqrt{{}^1/_4 b^2 - 1}}$$

По этим формулам можно подсчитать время пребывания частицы [illegible] конусе, траектория частицы, а также углы отклонения на выходе [illegible] иллюстрации произведены подсчеты времени схода, которое [illegible] (6.4), обратно пропорционально арифметическому значению [illegible] При расчетах значение ρ на выходе принималось равным [illegible] начальные [illegible] выбирались на оси x, т. е. x_0 [illegible] $y_0 = 0$. [illegible] время [illegible] представлено фиг. 11. Полученный график пока[illegible] при [illegible] центрифуги вблизи $x = y = 0$ и выбранных [illegible] 6 [illegible]

ных данных, второй квадрант [illegible]
Углы отклонения на выходе [illegible]
ле $\tau^2 \sin x = -\tau^2$. Траектории частицы [illegible]
расчетов и представляют собой в рассмотр[illegible]
спирали, близкие к кривым $\rho = \text{const}$.

7. Особая точка $x = 1$, $y = 0$. Для изучения [illegible] щей точки при сухом трении вблизи положения, [illegible] относительному покою материальной частицы внутри [illegible] руемой дифференциальной формой (4.5). Замечая, что в [illegible] окрестности полярная координата [illegible] нуем с точностью до слагаемых второго порядка малости

$$\frac{1-R^2}{R\cos\theta} \approx 1 + R\cos\theta$$

[illegible] (4.5) дает

$$\frac{R'}{R} = \frac{\sin\theta - b}{\cos\theta}\, d\theta \qquad (7.1)$$

[illegible] уравнение фазовой траектории в следующем виде

$$R = A\cos^{-1}\theta \operatorname{tg}^{-b}\left(\tfrac{1}{4}\pi + \tfrac{1}{2}\theta\right) \qquad (7.2)$$

[illegible] интегрирования.
[illegible] достаточно задать координаты R_1, θ_1 произв[illegible] на кривой (7.2). В качестве такой точки [illegible] фазовой траектории с осью абсцисс, т. е. положим θ_1 [illegible] Тогда

$$A = R_1\cos\theta_1 \operatorname{tg}^{b}\left(\tfrac{1}{4}\pi + \tfrac{1}{2}\theta\right) = \begin{cases} 1 - x_1 & (\theta_1 = 0) \\ (-1)^b (1 - x_1) & (\theta_1 = \pi) \end{cases}$$

[illegible] пересечения.
[illegible] координатах вместо (7.2) получим

[illegible]

Пользуясь (7.[illegible]) и (7.[illegible]) [illegible] обозначения, запишем уравнение фазовых траекторий [illegible]

$$\chi = \frac{1-x}{1-x_1} \qquad (7.[illegible])$$

Из (7.[illegible]) [illegible] кривые располагаются симметрично относительно [illegible] их координаты пропорциональны величине $1-$[illegible] кривой на оси абсцисс (фиг. 12, 13, 14).

Перейдем [illegible] зависимости координат изображающей точки от времени [illegible] перепишем первое из уравнений (4.[illegible]) с учетом малости R [illegible] $R' = \sin\theta - b$. Исключая отсюда R [illegible] (7.2), получим

$$A\theta' = \cos^2\theta \operatorname{tg}^b\left(\tfrac{1}{4}\pi + \tfrac{1}{2}\theta\right)$$

[illegible] $\int (\,[illegible]^{-b} + [illegible]^{-b-2})\, d\theta$

[illegible] $+ \tfrac{1}{2}\theta)$

[illegible] зависимость между полярным углом θ и [illegible]

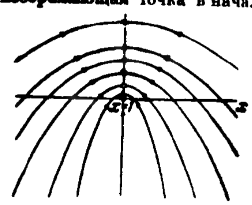
[illegible] $\left(\tfrac{1}{4}\pi + \tfrac{1}{2}\theta\right) - (1-b)\operatorname{tg}$ [illegible]

[illegible] $\left(\tfrac{1}{4}\pi + \tfrac{1}{2}\theta\right) - \tfrac{1}{2}\operatorname{tg}^{-2}\left(\tfrac{1}{4}\pi + \tfrac{1}{2}\theta\right)\Big| + C_2$ [illegible]

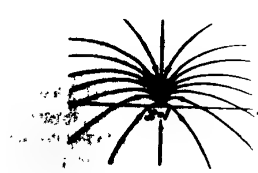
Возвращаясь к декартовым координатам, заметим согласно (7.2) и (4.3), что

$$\operatorname{tg}^{-b}\left(\tfrac{1}{4}\pi + \tfrac{1}{2}\theta\right) = \frac{1-x}{1}$$

Кроме того, для простоты ограничимся случаем $x_0 = x_1$, т. е. случаем когда изображающая точка в начальный момент времени находится на оси



Фиг. 13



Фиг. 14

абсцисс. Тогда, вычисляя постоянные интегрирования C_1 и C_2 и преобразовывая (7.6), получим зависимость между вспомогательной координатой $\chi = (1-x)/(1-x_1)$ и τ в виде

$$\frac{\tau}{|1-x_1|} = \frac{1}{2(1-b^2)}\chi\left[(1+b)\chi^{-\frac{1}{b}} - (1-b)\chi^{\frac{1}{b}}\right] - \frac{b}{1-b^2}$$

$$\frac{\tau}{|1-x_1|} = -\frac{1}{2}\ln\chi - \frac{1}{4}\chi^2 + \frac{1}{4}$$

Отсюда нетрудно установить, что от своего начального [illegible] оси абсцисс (когда $\chi = 1$) изображающая точка [illegible] $x = 1$, что соответствует направлению движения [illegible] 13, 14. Однако характер этого движения существенно [illegible] при небольшом трении, когда $b < 1$, вертикаль [illegible] для фазовых траекторий. Изображающая точка [illegible] удаляется от особого положения, замедляя свою скорость [illegible] ближение к асимптоте (фиг. 12). При $b = 1$ вертикаль [illegible] [illegible] местом устойчивых положений равновесия [illegible] точка приходит за бесконечный промежуток [illegible] [illegible], при $b > 1$ (фиг. 14) изображающая точка [illegible]

ходит в особое положение за [illegible]

$$\tau = [illegible]$$

В технологической практике устойчивое [illegible] внутри вращающегося конуса называется [illegible] мого материала. Формула (7.8) показывает [illegible] клинивания при рассмотренных начальных [illegible] при этом заклинивание может и не иметь места, [illegible] [illegible] успеет выйти из конуса. Для выяснения этого [illegible] тересного вопроса нужно [illegible] $\rho(\tau)$, которая, в свою [illegible] установления зависимости $y = \rho^{\prime}$ [illegible] исключая χ из (7.5) и (7.7) [illegible]

$$\lambda = \frac{\tau}{|1 - x_1|}$$

$$\eta \ldots - \frac{1}{2}\eta = 0 \qquad \varphi = [illegible] \qquad (7.9)$$

[illegible] различных b показаны [illegible] путем графического интегри[illegible] [illegible] по формуле

$$[illegible] \; 1 \;\; x_1|^2 \int_0^{\lambda} \eta(\lambda)\,d\lambda \qquad \left(\lambda = \frac{\tau}{|1 - x_1|}\right) \qquad (7.10)$$

[illegible] установлением границ для времени фугования [illegible] гарантирующего при выбранных начальных дан[illegible] [illegible] внутри конуса.

[illegible] 1 величина η согласно (7.5) заключена между нулем [illegible] Поэтому из (7.9) имеем в этом случае

$$\frac{1}{4}\ln(1 - 2\eta) < \lambda < -\frac{1}{4}\ln(1 - 2\eta) + \frac{1}{4}$$

[illegible]

$$1 - e^{-4\lambda} \ldots 2\eta(\lambda) \ldots 1 \ldots e^{-4\lambda}$$

Далее при помощи (7.10) находим

$$[illegible] \; \frac{1}{4}(1 - e^{-4\lambda}) \ldots |1 - x_1|^2 \ln\frac{\rho}{\rho_0} \ldots \lambda - \frac{1}{4}(1 - e^{-4\lambda})$$

или, усиливая, неравенства

$$[illegible] \; |1 - x_1|^2 \ln\frac{\rho}{\rho_0} < \lambda$$

Полагая теперь [illegible] и переменной τ. Тогда [illegible] неравенства для [illegible] времени фугования τ^{*} [illegible]

$$[illegible] \ln\frac{\rho^{*}}{\rho_0} \ldots \tau^{*} < \frac{2}{|1 - x_1|}\ln\frac{\rho^{*}}{\rho_0} + \frac{|1 - x_1|}{4} \qquad (7.11)$$

Формула (7.11) дает весьма узкие пределы для [illegible] при $b = 1$ ввиду малости $|1 - x_1|$ вблизи [illegible]

Аналогичные неравенства можно вывести и [illegible]

[illegible] фугования. [illegible] границу для τ^{*}

$$[illegible] \qquad (7.12)$$

[illegible] определяется из условия, что [illegible] должно быть меньше, чем время, не[illegible] согласно (7.8).

$$[illegible] |1 - x_1| \qquad (7.13)$$

[illegible] получаем условие для коэффициента трения [illegible] при рассмотренных начальных данных, [illegible]

$$\frac{b}{b - 1} > \frac{2}{|1 - x_1|^2}\ln\frac{\rho^{*}}{\rho_0}$$

Решая полученное неравенство относительно b и учитывая малость величины [illegible], получим окончательно

$$b < 1 + \frac{|1 - x_1|^2}{4\ln(\rho^{*}/\rho_0)} \qquad (7.14)$$

Условие (7.14) является некоторым, хотя и незначительным, расширением обычно принимаемого условия [illegible]

[illegible]

и указывает на [illegible] при коэффициентах сопротивления, [illegible] значения. Из (7.1[illegible]) видно, что с увеличением [illegible] начальной угловой скорости частицы в [illegible], диапазон допустимых значений b увеличивается [illegible]

8. Случай особой [illegible]. Кроме особых точек с координатами (0, 0), (1, [illegible]) [illegible] x, y при каждом коэффициенте трения $b > 1$, [illegible] уравнение 5, имеется еще одна особая точка, координаты которой определяются формулами (5.1) или (5.2). Рассмотрим окрестность такой особой точки.

Пусть полярные координаты этой точки $\bar{R}$ и $\bar{\theta}$. Введем малые величины ρ и ψ так, чтобы $R = \bar{R} + \rho$, $\theta = \bar{\theta} + \psi$.

Используя (5.1), а также малость ρ, ψ, имеем (8.1)

$$R = \sqrt{b - 1} + \rho, \qquad \sin\theta = \frac{2 - b}{b} + \frac{2\sqrt{b - 1}}{b}\psi, \qquad \cos\theta = \frac{2\sqrt{b - 1}}{b} [illegible]$$

Подставим (8.1) в уравнения (4.4) и сохраним слагаемые не выше первого порядка малости. Тогда после вычислений найдем

$$\rho^{\prime} = [illegible]\sqrt{b - 1}\,[\rho + (b - 1)\psi], \qquad \psi^{\prime} = -\frac{2 - b}{b\sqrt{b - 1}}(2\rho \ldots [illegible]) \qquad (8.2)$$

[illegible] характеристическое уравнение имеет вид

$$\mu^2 + \frac{(2 - b)^2}{b\sqrt{b - 1}}\mu - 2\frac{(2 - b)^2}{b^2} = 0 \qquad (8.3)$$

Обращаем [illegible]
$b = 1$ $(x = 1,\ y = 0)$ и [illegible]

$$\mu_{1,2} = -\frac{1}{2}\frac{(2-b)}{b\sqrt{b-1}}(1 \ldots$$

Подкоренное выражение в (8.4) [illegible] цательно при $b > 2$. Отсюда заключаем, что в [illegible] ристическое уравнение (8.3) имеет положитель[illegible] тельно, соответствующие особые точки неустойчивы. [illegible] оба корня комплексны с вещественной отрицательной [illegible] тельно, соответствующие особые точки имеют характер [illegible] фокуса.

Любопытно [illegible] особые точки в изучаемом случ[illegible] нии [illegible] случая сопротивления, пропор[illegible] нального [illegible] в обоих случаях [illegible] ние места [illegible] и представляют одну [illegible] кривую (5.3) [illegible] точек при различных [illegible] со- противления [illegible] их абсцисс, т. е. согласно (8.3) и [illegible] коэффициенты [illegible] должны удовлетворять соотношение

$$b \ldots \lambda^2 + \ldots_1\lambda^2 - \ldots_2\lambda^2 \qquad (8.5)$$

Если изображающая точка находится в окрестности особой точки и [illegible] в обоих вариантах сопротивления движение [illegible] частицы внутри конуса будет идентичным, а именно, ча[illegible] перемещаться с постоянной логарифмической спиралью у [illegible] и с постоянной угловой скоростью [illegible] значения коэффициентов b [illegible] 1. [illegible] каждому λ соответствует два значения b в [illegible] знака [illegible]

[illegible] отличие при различных законах сопротивления имеет [illegible] точек. Если при сопротивлении, пропорциональном ско[illegible] устойчивые особые точки заполняют ту ветвь кривой (5.3), кото- рая находится в первом квадранте фазовой плоскости, а неустойчивые образуют ветвь этой кривой в третьем квадранте, то при сухом трении наблюдаем обратную картину. В частности, при сухом трении возможно устойчивое движение материальной частицы в направлении к вершине конуса, что на первый взгляд кажется парадоксальным.

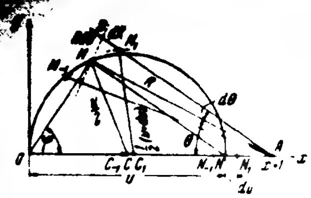
9. Построение фазовой плоскости в целом для случая сухого трения. Для построения «портрета» фазовой плоскости в целом перепишем урав- нения (4.2) и (4.5) в виде

$$d\frac{x^2+y^2}{x} = bR\,d\theta \qquad (9.1)$$

который допускает простую геометрическую интерпретацию. С целью ее выяснения заметим (фиг. 16), что

$$\frac{x^2+y^2}{x} = \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{x/\sqrt{x^2+y^2}} = \frac{ON}{\cos\varphi} = ON = u(\ldots)$$

[illegible] проходящий [illegible] соседнюю точку M_1. [illegible] элементарным приращением [illegible]



Фиг. 16

[illegible] VD [illegible] раст[illegible] M_1 [illegible] AD и, [illegible] другу [illegible] распола- гаться [illegible] радиуса $\frac{1}{2}(u + du)$ [illegible] оси абсцисс в точке [illegible]. Таким образом, M_1 определяется как пересечение указанной окружности с прямой AD. Очевидно из двух возможных то- чек пересечения следует выбирать ближайшую к M. На фиг. 16 по- строена также точка M_{-1}, соответствующая отрицательному значению du.

При указанном построении возможен особый случай, когда новый радиус $\frac{1}{2}(u + du)$ не дает пересечения с отрезком AD. В таком случае при графическом построении следует [illegible] du. В пределе особый случай соответствует [illegible] OM перпендикулярно AM. Раскрывая в поляр[illegible] при этом соотно- шение $\overline{AM}^2 + \overline{CM}^2 = \overline{CA}^2$, [illegible] место точек M, где нарушается возможность графич[illegible]

$$(1 + R^2)\cos\theta - \ldots = 0 \qquad (9.2)$$

Сопоставляя (9.2) с (4.4), видим, что для изучаемых точек [illegible] т. е. (9.2) представляет собой одну из изоклин фазовой плоскости. В этом случае соседняя точка M_1 располагается вместе с исходной точкой M на одном и том же полярном радиусе. Отметим попутно и другие изо- клины. Полагая $R' = 0$, найдем из (4.4) геометрическое место точек, для которых касательная к фазовой траектории направлена перпендикулярно к полярному радиусу

$$R = \frac{b \pm \operatorname{tg}\theta\sqrt{1 - \ldots\sin\theta}}{\operatorname{tg}\theta + b\cos\theta}$$

Изоклину $x' = 0$, $dy/dx = \infty$ найдем из (4.1) [illegible] на [illegible] и кривую, которая в полярных [illegible] [illegible]

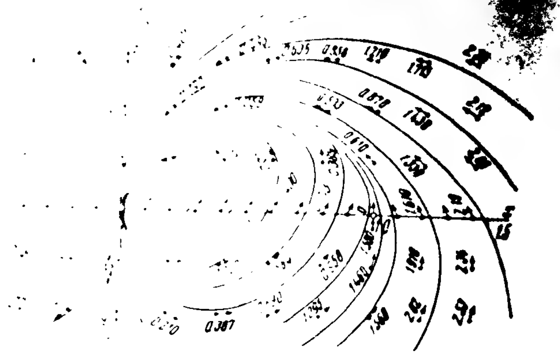
$$R = \left(\cos\theta + \frac{2}{b}\operatorname{tg}b\right)^{-1}$$

[illegible] $y' = 0$, $dy/dx = 0$ имеет уравнение

$$R = \left[\cos\theta \pm \frac{\sin\theta}{\sqrt{1 - b\sin\theta}}\right]^{-1}$$

Изоклины (9.2) — (9.5) ... сности. Зная эти изоклины, можно уточни... рий вблизи особых точек, полученную при ... 6, 7, 8. Пользуясь изоклинами, можно также ... строение траекторий по элементам для точек, которые ... от особых.

При помощи указанного графического приема, ... также с учетом малых окрестностей особых точек были ...



Фиг. 17

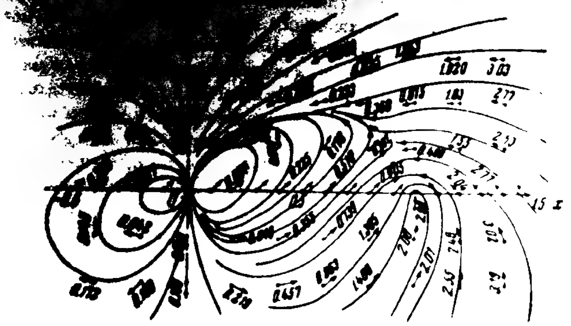
... фиг. 17, 18, 19) при различных значениях коэф... и наглядности, на «портретах» указаны скорос... относительно к равноотстоящим ее положениям ... скорости определяется формулой

$$\ldots (x^2+y^2)^2 + b^2x^4 + 2bx^2y\frac{(1-x)^2+y^2-1}{\sqrt{(1-x)^2+y^2}} \qquad (9.\ldots$$

... рассмотрению полученных «портретов».

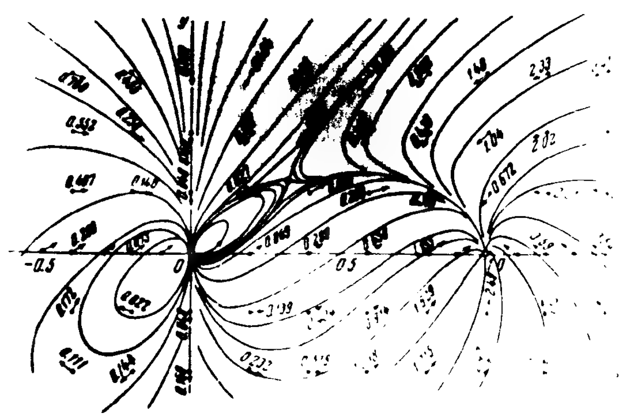
... фиг. 17) изображающая точка может находиться в покое ... начале координат. В случае любого другого ее исходного положения ... будет перемещаться по замкнутым траекториям, стремясь к предельной точке (0,0). При этом движение происходит в направлении противоположном вращению часовой стрелки, если ... 0, и в обратном направлении, если ... 0. Скорость движения меняется, вообще говоря, непрерывно увеличиваясь по мере удаления от начала координат. Непрерывность нарушается только ... траектории, проходящей через точку (1,0). Здесь при b ... получает скачок от $V = 1.5$ до $V = 0.5$. Последнее обстоятельство ... объясняется тем, что изображающая точка проходит положение (1,0), соответствующее относительному покою материальной точки в конусе в вертикальном направлении. При этом материальная точка движется строго по образующей конуса, а ... у равноценно перемене направления силы трения на противоположное без изменения ее величины. Скачкообразное изменение ..., де...

... на фа... ...ограничится на пре... ...как и во всех осталь...



Фиг. 18

Вспоминая физический смысл фазовых координат x, y, можно утверждать, что при коэффициенте сухого трения $b < 1$ предельным состоянием материальной частицы в быстро вращающемся конусе, независимо от начальных данных, будет состояние абсолютного покоя.



Фиг. ...

При $b = 1$ (фиг. 18) картина фазовых траекторий ... ципе не изменяется. Заметное отличие наблюдается ... гой особой точки (1,0). Как и в случае $b < 1$, через ... единственная траектория, соединяющая ее с началом ... ...ой траектории изображающая точка ...

положению снизу вверх со [illegible] новится равной нулю, т. е. соответст[illegible] заклинивается. На этом траектория [illegible] на фазовой плоскости огибают рассматриваемую [illegible] справа (фиг. 18). Скорость изображающей точки [illegible] Это соответствует медленному движению в конусе по [illegible] сливающейся с образующей последнего. Изображающая [illegible] лишается [illegible] положения, а медленно поворачи[illegible] [illegible] движением таких точек при [illegible] обе кривую, соединяющую в [illegible] плоскости, с которой сливаются все траектории, [illegible] которой асимптотически приближаются все [illegible] Эта кривая на фигуре не изображена. [illegible] частица в конусе при $b = 1$ может стре[illegible] либо при соответствующих на[illegible] исключения), либо, если началь[illegible] изображающей точки к (1.0), мо[illegible] скоростью по траектории. В последнем случае, однако, [illegible] материальная частица прибли[illegible] внутри конуса. [illegible] точки. Так, при $b = 1.5$ [illegible] точка покоя с координатами [illegible] неустойчивого седла. В не[illegible] четыре траектории, выде[illegible] линиями на фигуре, которые определяют области при[illegible] двух особых точек, очевидные из рисунка. [illegible] точка перемещается в области притяжения на[illegible] частица внутри конуса имеет своим предельным со[illegible] покоя, который достигается при $\tau = \infty$. При [illegible] области соответствующая частица за конечны[illegible] приходит к относительному покою, т. е. к закли[illegible]

[illegible] дальнейшем возрастании b фазовый «портрет» будет соотве[illegible] меняться за счет движения промежуточной особой точки [illegible] (3). Когда эта точка попадет в третий квадрант фазовой пло[illegible] ($b = 2$), она примет характер устойчивого фокуса и с ней будет свя[illegible]зана некоторая область притяжения, обеспечивающая движение материала в конусе по направлению к его вершине. Эта область (также и область, связанная с заклиниванием материала в конусе) будет увеличиваться по мере возрастания коэффициента b, соответственно будет уменьшаться область фазовой плоскости, обеспечивающая предельное состояние абсолютного покоя для центрифугируемого материала.

Рассмотренная картина представляет собой результат качественной интеграции нелинейной системы (3.1) и дает наглядное представление о поведении материальной точки внутри быстро вращающегося конуса при различных коэффициентах сухого трения.

Поступило 10 III 1955

[illegible] ПРЕДСТАВЛЕНИЯ В ТЕОРИИ СВЯЗИ

Э. Л. БЛОХ и А. А. ХАРКЕВИЧ

(Москва)

Представление закономерностей теории связи в геометрических [illegible] применено в работах В. А. Котельникова (1946), К. Шэннона[1] (1949) и [illegible] настоящему времени довольно широкое распространение.

Геометрические представления могут применяться в целях [illegible] результатов, добытых аналитическим путем. Но они могут играть [illegible] роль: вся теория может развиваться как теория геометрическая [illegible] считать, что такое направление в теории плодотворно [illegible] полученные часто геометрическим путем, и можно рассчитывать [illegible] развитие геометрической теории будет полезным.

Цель настоящей статьи — дать краткий, по возможности нематематический очерк геометрических представлений современной теории связи. Какие-либо конкретные технические проблемы в этом очерке не рассматриваются.

1. Случайный вектор. Геометрические представления, используемые в теории связи, рождаются на грани двух математических дисциплин: геометрии (геометрии n-мерного пространства) и теории вероятностей. В результате возникает одно из основных вероятностно-геометрических понятий — понятие о *случайном векторе*.

Мы определяем случайный вектор как вектор, составляющие которого выражаются членами некоторой случайной последовательности. Если η — случайная величина, а η_k — отдельное ее значение, то, располагая значениями η_k, можно представить случайную величину η вектором в пространстве n измерений

$$\eta = \sum i_k \eta_k$$

где i_k — орт k-ой оси.

Важной для дальнейшего особенностью случайного вектора является то, что положение его конца в пространстве не является определенным. Нам может быть известно лишь распределение вероятностей для составляющих вектора. Следовательно, конец вектора может находиться в той или иной области пространства с той или иной вероятностью. Применяя понятие о геометрическом месте конца вектора к случайному вектору, мы должны принять, что такое место может описываться лишь как «облако», т. е. расплывчатое образование, переменная плотность которого отображает многомерную плотность вероятностей. Однако всегда возможно выделить отчетливо ограниченные области, внутри которых с заданной вероятностью будет находиться конец случайного вектора.

Длина случайного вектора выражается равенством

$$\|\eta\|^2 = \eta_1^2 + \dots + \eta_n^2 \qquad (1)$$

Условимся сразу ввести ... ставляющих вектора значения η_k ... кими составляющими имеем

$$y^2 = \frac{1}{n}\|\eta\|^2 = \frac{1}{n}(\eta_1^2 + \cdots + \ldots) \qquad (2)$$

Будем в дальнейшем полагать, что среднее значен... равно нулю и что все η_k имеют одно и то же ...

$$\lim \ldots (\eta_1^2 + \cdots + \eta_n^2) = D\{\eta\} = \sigma_\eta^2$$

... стремится к среднеквадратичному зна... чению ...

... зрения (1) выражает энергию не... ... мощность.

2. ... случайные величины ξ и η. Пред... ... составляющими соответственно $\xi_k/\sqrt{n}$ ...

$$\ldots \sum (\xi_k + \eta_k)^2 =$$

$$\ldots \sum \ldots \sum \eta \ldots y^2 + \frac{2}{n}\sum \xi_k\eta_k$$

... в виде

$$\ldots 2\|x\|\|y\| \frac{\xi_1\eta_1 + \cdots + \xi_n\eta_n}{\sqrt{(\xi_1^2 + \cdots + \xi_n^2)(\eta_1^2 + \cdots + \eta_n^2)}}$$

...ом члене есть не что иное, как косинус уг...

$$\frac{\xi_1\eta_1 + \cdots + \xi_n\eta_n}{\sqrt{(\xi_1^2 + \cdots + \xi_n^2)(\eta_1^2 + \cdots + \eta_n^2)}}$$

...ом увеличении числа измерений косинус угла меж... стремится к значению нормированного коэффициен... ими и корреляции между последовательностями ξ и ... равном нулю

$$\lim \ldots = r_{\xi\eta}(0)$$

Фиг. 1

... 0, $\alpha = \frac{1}{2}\pi$ (при $n \to \infty$) ... независимы, т. е. если между ними отсутс... Таким образом, отсутствие корреляции между ... отображается геометрически ... эти последовательности векторов. ...

$$\ldots x \ldots \|y\|^2$$

и ... прямоугольный треугольник, в котором z — гипотенуза ...

При ... будет случайной величиной, ...

... число ... ча... ... тео... ... с ограниченным спектром пол... ..., отсчитанными через интервал

$$\Delta t = \frac{1}{2F}$$

где F — ... спектра. Таким образом, на интервале T функция будет определяться ...

$$n = \frac{T}{\Delta t} = 2FT$$

значениями, образующими дискретную последовательность. Это позволяет представить отрезок длительностью T непрерывной функции с ограниченным спектром вектором в пространстве конечного числа измерений.

4. Сообщение и сигнал. Подлежащее передаче сообщение может иметь либо дискретную природу (текст, цифровые данные), либо непрерывную (звук, изображение). В последнем случае ширина спектра может быть ограничена с учетом свойств получателя (т. е. свойств слуха и зрения), и, следовательно, в обоих случаях, т. е. как при дискретном, так и непрерывном сообщении, дело сводится к передаче некоторой дискретной последовательности. Передача происходит путем преобразования сообщения в сигнал, который поступает в линию связи, и преобразовывается снова в сообщение на приемном конце системы связи.

Фиг. 2

Обозначим поданное сообщение через u, соответствующий сигнал через f и принятое сообщение — через v. Соотношение между этими величинами в аналитической форме имеет вид

$$f = \Psi(u), \quad v = \Psi^{-1}(f)$$

где Ψ — оператор преобразования. Между сообщением и сигналом должно быть одно однозначное соответствие; при правильной работе системы должно быть $v = u$, т. е.

$$\Psi\Psi^{-1} = 1$$

С геометрической точки зрения дело сводится к преобразованию пространства сообщений A_u в пространство сигналов A_f с последующим преобразованием пространства A_f в пространство A_v. Эти преобразования показаны схематически на фиг. 2, на котором изображены два сообщения u_I и u_{II}, соответствующие им сигналы f_I и f_{II} и принятые сообщения v_I и v_{II}. Пространство сигналов A_f может иметь иное число измерений, чем пространства сообщений A_u и A_v. Так, например, ... мы имеем ширину ... частотную модуляцию, ... сигнала, ... большую, чем ширина спектра сообщения ... увеличение $n = 2FT$.

Все возможные сообщения [illegible] зуют ансамбль сообщений. Если [illegible] то и соответствующие сигналы также образу[illegible] членов (по условию однозначности соответст[illegible] широко применяется *квантование* сообщения; при [illegible] конечные приращения, и, следовательно, [illegible] ансамбль сообщений будет совокупность N дискре[illegible] странстве [illegible]. Таким же свойством будет обладать и [illegible] определенной совокупностью N точек в пространстве [illegible]

[illegible] данным; построение ан[illegible] закономерностей, [illegible] построение [illegible] в общем смысле [illegible]

5. Сигнал и помеха. [illegible] передачи на сигнал [illegible] переданный сигнал и принятый сигнал. Если переданный сигнал обозначен через f, а помеха через ξ, то принятый сигнал будет

$$x = f + \xi, \quad \text{или} \quad x_k = f_k + \xi_k$$

Мы полагаем, что помеха выражается вектором с тем же числом составляющих, что и сигнал, так как и сигнал и [illegible] канал связи с определенной [illegible]. Практически во всех интересующих нас случаях [illegible] независимы. Поэтому соотношение между [illegible] сигналами может быть при $n \to \infty$ записано

$$x^2 = f^2 + |\xi|^2$$

[illegible] вектору переданного сигнала.

[illegible]

$$[illegible] \quad P_n = \lim \frac{1}{n} (\xi_1^2 + \cdots + \xi_n^2)$$

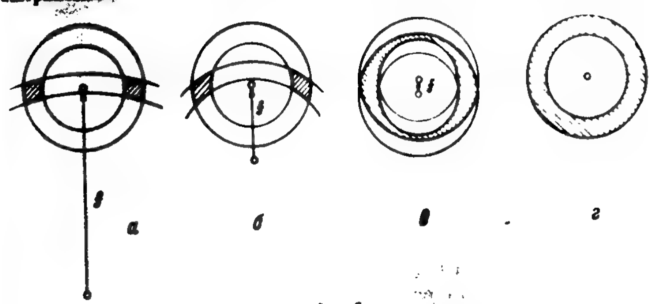
[illegible] помехи.

[illegible] ортогональной вектору f, зависит [illegible] качестве места конца вектора [illegible] радиуса $\sqrt{P_n}$ с центром в конце вектора f. [illegible] Фиг. 5 изображает предельное (при $n \to \infty$) [illegible] длина вектора $\xi/\sqrt{n}$ будет флюктуировать [illegible] $\sqrt{P_n}$, а угол между f и ξ будет флюктуировать [illegible] областью, представляющей место конца вектора x, будет [illegible] (относительно f) симметрична, [illegible], в которой с [illegible] вероятностью попадает конец вектора [illegible] тороидальной формы.

[illegible] распреде[illegible] установить [illegible] укладываются [illegible] сигнала:

$$[illegible] \quad R_1 < |x| < R_2 \tag{3}$$

[illegible] представляются двумя шаровыми слоями [illegible] фиг. 4. Но конец вектора x и конец вектора ξ [illegible] это [illegible]. Поэтому эта точка должна с наибольшей вероятностью [illegible] в области, удовлетворяющей обоим неравенствам (3) [illegible]. Эта область получается в результате пересечения [illegible] шаровых [illegible] и имеет тороидальное строение. На фиг. 4 [illegible] заштриховано.



Фиг. 5

Такое представление позволяет разъяснить возникающий иногда вопрос о том, почему наличие сигнала нарушает сферическую симметрию геометрического образа помехи.

Ответ на этот вопрос можно почерпнуть из фиг. 5, на которой построение фиг. 4 повторено для нескольких постепенно убывающих значений мощности сигнала при неизменной мощности помехи.

Как видим, тороидальная область постепенно деформируется, превращаясь в пределе при $P \to 0$ в шаровой слой. Фиг. 5, г изображает этот предельный случай, когда $x = \xi$.

6. Помехоустойчивость. В результате наложения помехи на передаваемый сигнал образуется новый ансамбль принятых сигналов. Возможно, что помеха будет такова, что вектор помехи, будучи приложен к вектору фактически переданного сигнала [illegible] дающий не с фактически переданным сигналом [illegible]. Тогда, очевидно, при обратном преобразовании [illegible] получим сообщение, не соответствующее переданному [illegible] мы определяем как ошибку. Вероятность ошибки [illegible] действия помехи.

[illegible] распространенным является определение [illegible] С геометрической точки зрения [illegible] (для [illegible] равновероятных сигналов) сводится к тому, что [illegible]

отождествляет принятый сигнал с тем ... которому принятый сигнал ближе. На фиг. ... два возможных сигнала f_I и f_{II}; фактически ... добавляется помеха ξ. При представленных на фиг. ... описанный идеальный приемник отождествит ...

... f_I а с f_{II}, т. е. будет совер... ... что вероятность ошибки ... вероятностью перехода конца ... линию (штрих-пунктир ... 6). ... место точек, ... пространство ... на ... I и II. Вероятность перехода ... может быть подсчитана ... вероятность, если известно ... Но сейчас важно ... ... ошибки тем меньше ...

Фиг. ...

... (при неизменной мощности) зависит ... свойства системы передачи. Для одной ... можно построить различные ансамбли ... которой наименьшее расстояние ... является более помехоустойчивой в ... такой системе при заданной поме...

... реализуется; длина вектора ξ сходит...

$\sqrt{P_n} = \text{const}$

... Поэтому, если взять ...

... неограниченно убывать. Необ... способ приема ... отрезок сигнала ... Иначе говоря, прием ... построить вектор x ... сигналов и отождествить ... к которому он ближе ... приемника по Котельникову. ... идеального прием... способ приема) не является ... представить себе приемник, отождествляющий ... из возможных переданных, ... которого он находится на заданном ... помехи, которая ...

$$I = \log_2 N$$

... пропускной способности имеем

$$C = \frac{I}{T} = \frac{1}{T}\log_2 N$$

В этих формулах все возможные сообщения мы предполагаем равновероятными.

Рассмотрим ансамбль из N сигналов с одинаковой средней мощностью. В пределе любой сигнал, выражаемый процессом, имеющим ... дисперсию, удовлетворяет этому условию. Но применяется ... сигналов, обладающих постоянной мощностью на любом ... времени. Таков, например, двоичный сигнал вида ... сигнал ЧМ, ФМ и др. Так как в выбранном нами масштабе мощность изображается ... длиной вектора, то все сигналы одинаковой мощности располагаются на поверхности сферы соответствующего числа измерений. Чем больше число сигналов, образующих ансамбль, тем больше пропускная способность, ... теснее располагаются точки (концы векторов) сигналов на поверхности сферы, т. е. тем меньше расстояние между ближайшими сигналами. ... с другой стороны, чем меньше расстояние, тем больше вероятность ошибки, т. е. тем ниже помехоустойчивость. Таким образом, повышая пропускную способность, мы понижаем помехоустойчивость, и наоборот. Очевидно, что при заданном наименьшем расстоянии между точками сигналов их следует располагать на поверхности сферы с наибольшей равномерной плотностью. Это положение относится к равновероятным сигналам. Если же сигналы не равновероятны, то можно получить более выгодные соотношения, располагая точки маловероятных сигналов гуще, а точки наиболее вероятных сигналов — реже. Такое наивыгоднейшее расположение точек сигналов есть геометрическое толкование того, что называется оптимальным кодированием.

8. **Предельная пропускная способность.** Требования высокой пропускной способности и высокой помехоустойчивости, вообще говоря, как мы видели, противоречивы. ... при сколько угодно малой вероятности ... ленная пропускная способность ... неограниченного уменьшения вероятности ... флюктуаций длины и положения вектора помехи ... измерений n. В пределе вектор помехи ... $\rho_n = \sqrt{P_n}$, и если развести точки сигналов так, чтобы ... описанные из различных точек сигналов не перекрывались, ... (по Котельникову) приемник безошибочно отождествит принятый ... с фактически переданным. Теперь ясно, что нахождение предельной пропускной способности сводится к чисто геометрической задаче ... на поверхности сферы радиуса $\sqrt{P_c + P_n}$ шаровых сегментов ...

7 ...

шиков на круги радиуса $\sqrt{P_n}$, [illegible] сегмент показан в разрезе.

Точное решение задачи, как, впрочем, и [illegible] более плотной укладке в n-мерном пространстве, [illegible] давно установлены [3] следующие оценки для числа N [illegible] шаровых сегментов с углом раскрытия θ:

$$(1+\varepsilon_1)(\sin 2\theta)^{-1} \leqslant N^{1/n} \leqslant (1+\varepsilon_2)(1+n)^{1/n}(\sqrt{2}\sin\theta)^{-1},$$

где ε_1 и ε_2 — функции n, убывающие как n^{-1}. Пользуясь соотношениями фиг. 6, можно представить эти неравенства в виде

$$A\left[\frac{1}{4}\left(2+\frac{P}{P_n}+\frac{P_n}{P}\right)\right]^{n/2} \leqslant N \leqslant nB\left[\frac{1}{2}\left(1+\frac{P}{P_n}\right)\right]^{n/2}.$$

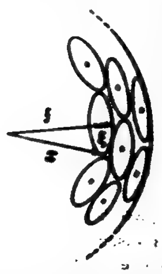
Логарифмируя и пренебрегая $\log_2 A$, $\log_2 B$ и $\log_2 n$ по сравнению с n, получаем для предельной пропускной способности

$$F\left[\log\left(2+\frac{P}{P_n}+\frac{P_n}{P}\right)-2\right] \leqslant C \leqslant F\left[\log\left(1+\frac{P}{P_n}\right)-1\right].$$

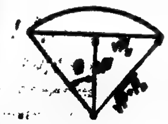
Это соотношение отличается от известной формулы Шеннона

$$C = F\log_2\left(1+\frac{P}{P_n}\right).$$

В частности, при $P = P_n$ обе оценки сходятся [illegible] тогда как, по Шеннону, при этих условиях $C = F$. [illegible] пускная способность [illegible] конечно, невозможности [illegible] дельной пропускной способн[illegible] чает лишь невозможность [illegible] P_n конечной пропускной способ[illegible] но малой вероятности ош[illegible]



Фиг. 7



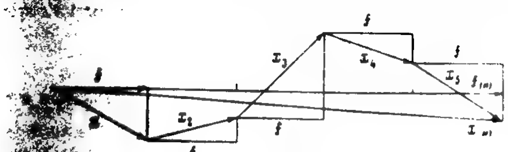
Фиг. 8

Что [illegible] ний при [illegible] отметить, [illegible] вероятност[illegible] скачком [illegible] будет [illegible] ности. [illegible] получен геометрический [illegible] [illegible] увеличение пропускной [illegible] P_n [illegible] увеличению числа сегментов, [illegible] [illegible] поверхность сферы. [illegible] все [illegible] в предельных соотношениях при $n \to \infty$.

При конечном n, что следует из всего [illegible] ошибки конечна, а пропускная способность [illegible] пускаемая вероятность ошибки.

Выполнение соответствующих расчетов для [illegible] новить связь между помехоустойчивостью и [illegible]

[illegible] ения. Применяя специальный метод передачи, можно [illegible] довать положение, т. е. осуществить прием со сколь [illegible] ностью ошибки. Речь идет о методе накопления [illegible] накопления состоит в том, что складывается несколько [illegible] того же сигнала, по-разному искаженных помехой. Для [illegible] получить несколько экземпляров сигнала, необходимо [illegible] по соответствующему числу независимых каналов. Независимость [illegible] каналов здесь следует понимать в том смысле, что помехи в [illegible] должны быть статистически не зависимы. Число возмож[illegible]



Фиг. 9

вари[illegible] метода накопления определяется числом [illegible] ния [illegible] альной связи, т. е. числом способов разделения [illegible] Так, [illegible] частотное разделение, временное разделение [illegible] ное [illegible] мы оставим в стороне, так как этот вид разделения [illegible] матр[illegible] собственно говоря не несколько каналов (на одной [illegible] а нес[illegible] линий.

Пу[illegible] число складываемых экземпляров сигнала, равное числу ка[illegible] лов, [illegible] через m. Если применяется временное разделение, длит[illegible] сигнала возрастает в m раз, если же каналы разделены по [illegible] во столько же раз возрастает полоса частот. Таким образом, [illegible] случаях увеличение числа каналов в m раз увеличивает n [illegible] имеем $n_m = mn$. С другой стороны, вследствие тождественности [illegible] и некогерентности помех суммирование сигналов и помех [illegible] по разным законам. Процесс суммирования поясняется фиг[illegible] которой складывается $m = 5$ сигналов.

[illegible] принятый сигнал выражается соотношением

$$x_{(m)} = \sum_{i=1}^{m} x_i = \sum_{i=1}^{m}(f+\xi_i) = mf + \sum_{i=1}^{m}\xi_i$$

$$\xi_{(m)} = \sum_{i=1}^{m}\xi_i$$

[illegible] ности, нормальной к вектору mf; его длина флюктуирует [illegible]

$$\sqrt{\sum \|\xi_i\|^2} = \sqrt{m}\,\sigma_n$$

[illegible], отношение длины вектора результирующей помехи $\xi_{(m)}$ [illegible] вектора результирующего сигнала

$$f_{(m)} = mf$$

[illegible]. Таким образом, накопление эквивалентно увеличению [illegible]

10. Разделение сигналов. Выше упоминалось разделение сигна... при многоканальной связи, т. е. при передаче ... нескольких независимых сигналов, необходимо ... произвести разделение сигналов с тем, чтобы напр... по своему назначению. Для этого необходим... чтобы сигналы ... образом различались между собой; ра... ... этого различия.

Общему принципу разделения можно дать простое геометрич... толкование. ... сигналы различаются по некоторому па... метру λ, который может, в частности, иметь смысл частоты или врем... Записав выражение для сигнала в виде

положим, что сигналы одного какого-либо канала укладываются в ин... вал значений («полосу»)

$$\lambda_1 < \lambda_i < \lambda_2$$

и что полосы различных каналов не перекрываются, т. е. что гра... каждой полосы лежат вне других. С геометрической точки зрени... означает, что пространство Λ параметра λ делится на линейно незав... мые подпространства Λ_i. Тогда операция разделения истолковыв... как операция проектирования пространства Λ на соответствующи... пространства Λ_i [8].

Отсюда следует важное утверждение о том, что условие потенци... ной разделимости сигналов ... независимость [9]. В... описанная операция проектирования ... точки зрени... операция разложения по ... функциям.

Заключение. Как ... очерка, геометрич... теория позволяет ... главнейшие пр... теории связи, но и ... разрешения. Поэтом... метрическая теория ... разработки. Это отн... не только к приложениям ... но и к чисто математич... Так, были бы весьма ... дальнейшие усилия в напра... решения задач о наиболее плотной укладке тел в n-мерном простр... Улучшение существующих в настоящее время оценок позволило ... шить ряд прикладных задач при конечном n.

Поступило 14 IV 1...

ЛИТЕРАТУРА

1. Shannon C. E. Communication ... presence of noise. PIRE 37, 1...
2. Chabauty C. Resultat ... d'... ... boules égales sur une pe... de R^n. CR 236, 140...
3. Шеннон К. ... электрических сигнал... Теория ... при наличии помех, под. ред. Н... ...
4. ... А. А. Геометрическая теория порога пропу... Радиотехника, № 7, 1955.
... о предельной пропускной способ... ...
... Fundamental aspects of linear multip...
... теории линейной селекции. НТ Сб. ЛИИС, № 10, 193...

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
ОТДЕЛЕНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

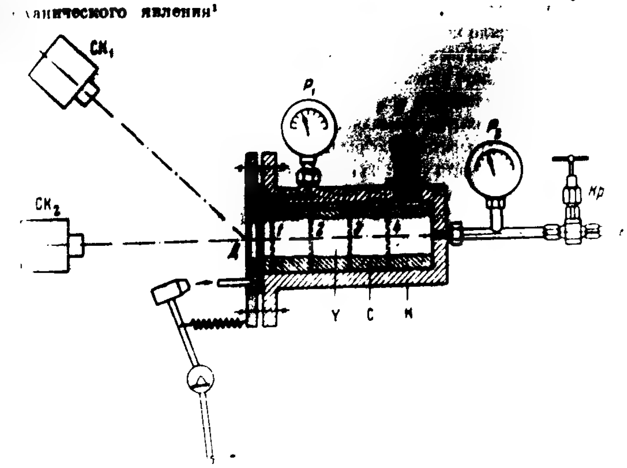
№ 6 1955

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ И МЕХАНИЗМЕ ВНЕЗАПНЫХ ВЫБРОСОВ УГЛЯ И ГАЗА

В. С. КРАВЧЕНКО

(Москва)

Изучение природы и механизма внезапных выбросов угля и газа, ...оведенное в Электромеханической лаборатории ИГД АН СССР по ини...ативе А. А. Скочинского, привело к обнаружению нового интересного ...ханического явления[1]



Фиг. 1 ...

Оказалось, что при ... ...зом (быстрое понижение ... ...енной поверхности ... Фронт дробления ... большой скоростью ... дробления». В противо... ...мельченный уголь ...

[1] Опыты и расчеты выполне... лаборантом В. М. Лаврен...

[illegible] ченне и выброс угля из камеры [illegible]

Если брались образцы угля [illegible] (сопротивление разрыву 0. 9—1.0 кг/см²) [illegible] выбросы угля ограничивались неглубоким [illegible] быстро затухали. При этом [illegible] начальное давление газа. Если образцы угля [illegible] разрыву составляло менее 0.5 кг/см²), то, [illegible] чало и выбрасывало весь угольный образец уже при [illegible] 20—30 кг/см². Описанное явление было [illegible] шо воспроизводившимися опытами.

Проведенные опыты показали, [illegible] угольных пластах газовые [illegible] чтобы измельчить и выбросить уг[illegible] кг/см² на разрыв), независимо [illegible] сил газа необходимо обе[illegible] обнаженной поверхности угля [illegible]

Необходимый перепад [illegible] при внезапном обнажении [illegible] образом. [illegible] внезапное обнажение газ[illegible] быть одной из причин внезапных выбросов угля [illegible]

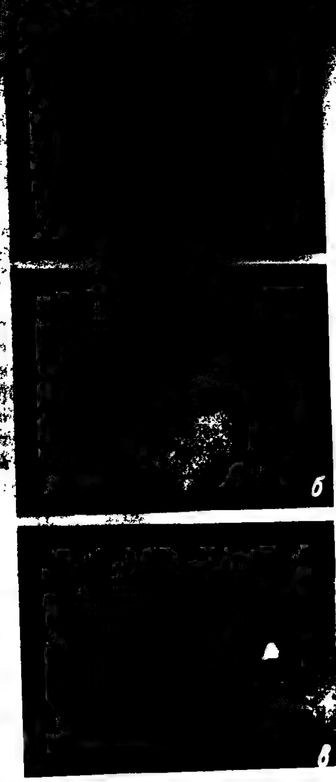
В естественных условиях внезапное обн[illegible] угля возможно при вскрытии угольного пласта [illegible] веществ, при сотрясательном взрывании, а также [illegible] при некоторых других случаях. Во всех этих случа[illegible] ные выбросы угля и газа.

О механизме разрушения угля при выбро[illegible] двум кинофильмам, снятым двумя скоро[illegible] СК$_2$ (фиг. 1). Несколько первых кадр[illegible] дены на фиг. 2. Эти фильмы дали [illegible] как о механизме разрушения [illegible]

Однако лучшим методом [illegible] осциллографирование. Это [illegible] странения волны [illegible]

Для осциллогра[illegible] предварительно [illegible] [illegible] [illegible]

[illegible] ного [illegible] на ос- [illegible] было су- [illegible] ности; не [illegible] датчиков [illegible] 0.8 [illegible] образцов [illegible] обеспечивало [illegible] иметь строе- [illegible] с естествен- [illegible] отсутствовали [illegible] ло получать заранее задан- [illegible] на разрыв. [illegible] ственных об- [illegible] пористость [illegible] были по- [illegible] на фиг. 3.



Фиг. 2. Кадры скоростной [illegible] угля и газа: а — пере[illegible] выбросом [illegible] бойку); б — облако углекислого [illegible] брос угля и газа.

[illegible] что разрушение начинается с [illegible] поверхности угля; далее разрушались [illegible] датчики, что свидетельствовало о перемещении [illegible] обнаженной поверхности в глубь образца. [illegible] графирование убедительно показало, что волна [illegible] ном разрушения угля в описанных случаях [illegible]

Фиг. 3. Осци... чиков 1, 2, 3, 4 при ... волны дробл...

$$\frac{v}{a_0} = \sqrt{\ldots} \qquad (1)$$

Здесь v/a_0 — ... в данном газе при ... для CO_2); x — ... m — коэффициент ... угля); p_0/p_* — отношение давления газа ... к давлению газа в глубине массива; p_m/p_* — ... ности угля (включая газ, сорбированный ... газа при давлении p_* (под истинной ... шение массы куска к его объему за ... b — величина, характеризующая сорб... ная по формуле

$$b = p_1 \frac{q}{\ldots} \ldots$$

							Скорость волны дробления, м/сек			
							начальная v_1		установившаяся v_2	
				мм	q_0, м³	... последовательность срабатывания датчиков	расчетная	измеренная	измеренная	расчетная
Ку...	...0.1	5	40	57	28.5	2—3	42	—	14	[illegible]
	...0.1	5	40	70	35.0	1—2—3	42	14	7	[illegible]
	...0.1	5	55	67	33.6	1—2—3	59	59	28	[illegible]
Бр...	...±0.1	20	55	200	100	1—2—3—4	45	62	66	[illegible]
	...±0.1	20	55	200	100	1—2—3—4	45	62	91	[illegible]
Бр...	...45±0.1	40	30	200	100	1—2	31	52		
						1—2—4		89		
						1—2—3—4		40	[illegible]	
						1—2—3		40	40	
						1—2—3—4		40	87	

З... ...ная плотность угля (исключая сорбированный газ), p_{at} — ... давление (1 ат); q_* и q_0 — сорбционные емкости угля при ... p_0; T_* — температура в глубине массива, 0.1 — коэф... ...ений, что в момент сброса газового давления (доли секу...) ...ся всего лишь 0.1 от всего объема сорбированного газа ... ...ном угле). Для разрушающего угля эта доля увели... чив... Разрушающие напряжения, ...анные в угле га... опре...

$$\ldots \frac{p_*}{\ldots}\left(1 + \frac{0.1b}{m}\right)\left(1 + \frac{0.1b}{m} - \frac{1}{\tau}\frac{p_0}{p_*}\right)\ldots$$

... тот же смысл, что и в формуле (2) с ... следует теперь взять кажущуюся пл... массы куска угля и его объему, включая об... и другую величину a будем считать промежу... то... определяемыми из написанных ниже уравнений и ... ...иться на их физическом смысле.

$$\ldots \frac{\ldots x\frac{x-1}{2}a^2}{\frac{x-1}{1+\frac{v}{a_0}\frac{1}{a}}}, \qquad a = \frac{v}{a_0}\left[\left(1 + \frac{0.1b}{m}\right)\tau\frac{p_*}{p_0} - 1\right] \qquad (4)$$

...улы справедливы только в определенных пределах ... в свою очередь зависят от p_*.

...деления p_0 и τ следует пользоваться формулой

$$\ldots \sqrt{\frac{2x}{x+1}}\frac{v}{a_0}\frac{1}{\tau_{кр}}\frac{p_{кр}}{p_*}\left(1 + \sqrt{\frac{2}{x(x+1)}\frac{a_0}{v}}\right)\Big] \qquad (5)$$

$$[illegible] \left(1+\frac{[illegible]}{[illegible]}\right)[illegible] = \frac{1}{[illegible]}\left[1+\sqrt{\frac{[illegible]}{\sigma(\sigma+1)}}[illegible]\right] \qquad (6)$$

$$[illegible] = \frac{2}{\sigma(\sigma+1)}$$

[illegible] по[illegible] из приведенных уравнений, [illegible] напряжение σ, [illegible] в угле газом и разрушающ[illegible] при распространении волны дробления, а также [illegible] распространения волны дробления v и [illegible] от [illegible] свойств угля: прочност[illegible], [illegible] плотности угля.

При вычислениях [illegible] давления (при разрушени[illegible] на фронте волны дробления p_0 [illegible] газовых давлений составляет [illegible]

По мере распростр[illegible] давление газа на фронте волны дробления p_0 [illegible] в разрушающемся слое угля уме[illegible] величины p_* —

В соответствии с этим [illegible] скорости волны дробления — начальная (меньшая) и [illegible] (бо́льшая).

Результаты вычислений [illegible] в табл. 1, где для сопоставления приведены также измеренные значения скорости волны дробления [illegible] различных образцов угля.

Начальная скорость волны дробления фактически измерялась не мгновенная, а как средняя скорость v_{12} на участке в 4 см между [illegible] 1 и 2 [illegible] с завышением против истинного значения. [illegible] измерялась как средняя скорость v_{23} [illegible] между датчиками 2 и 3, т. е. на расстоянии [illegible]

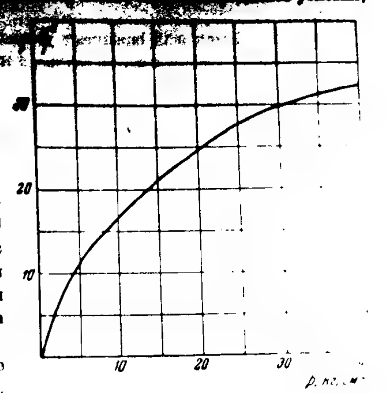
[illegible] 20 см установившийся процесс не достигал [illegible] v_{34} на участках между датчиками 3 и 4 пада[illegible] были ниже вычисленных. Как видно, чтобы [illegible] процесс, необходимо пользоваться образцами [illegible]

[illegible] результаты измерений показали, что измеренные скорости [illegible] (начальная и установившаяся), как и [illegible] [illegible] между вычисленными начальной и [illegible] [illegible] во всех опытах с полным выбросом (при [illegible]).

Таким образом, полученные экспериментальные [illegible] показали [illegible] опыта и теории и тем самым [illegible]

[illegible] условиях, [illegible] угля [illegible] обычно [illegible] угля. [illegible] примера при[illegible] данные [3] [illegible] для угля с [illegible] пористости m [illegible] изотерма сорбции кот[illegible] изображена на фиг. [illegible]

[illegible] известно давление газа [illegible] $p_* = 20$ кг/см². При [illegible] давлении метана [illegible] емкость угля [illegible] приблизительно 25 м³/т. Примем, что в неразрушенном [illegible] угле 10 % сорбированного газа способно к мгновенному выделению, а в раз[illegible] угле — 20 %. Далее примем $a_* = 430.5$ м/сек и [illegible] (для метана).



Фиг. 4. Изотерма сорбции метана

На основании приведенных уравнений и принятых исходных данных на фиг. 5 построены зависимости $\sigma = \sigma(p_0/p_*)$ и $v = v(p_0/p_*)$ для нескольких значений максимальных давлений $p_* = 20$, 30, 40 кг/см².

Имея эти зависимости и зная фактическую прочность угля на разрыв, легко установить возможность или невозможность существования волны дробления, т. е. решить вопрос о возможности или невозможности распространения выброса. Так, например, при $p_* = 20$ кг/см² и при прочности угля на разрыв более 0.5 кг/см² выброс угля не распространится, так как для его поддержания необходимо давление [illegible] за волной дробления [illegible] 0.3 кг/см² выброс [illegible] $p_0 = 0$, что невозможно. При прочности угля на разрыв [illegible] при общем [illegible] угля будет поддерживаться ($p_0/p_* = 0.58$, [illegible] кг/см²) [illegible] перепаде давлений 8.4 кг/см²).

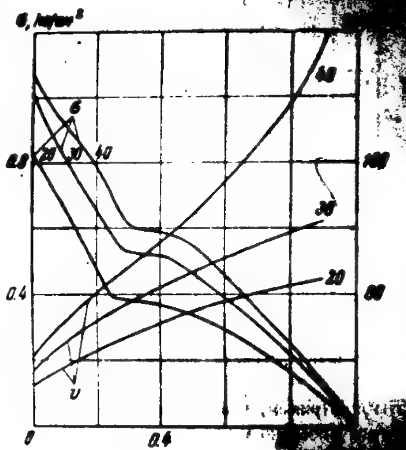
Для определения скорости волны дробления можно воспользоваться той же фиг. 5, из которой нетрудно установить, что при $\sigma = 0.3$ кг/см² и $p_0/p_* = 0.58$ скорость волны дробления составляет 74 м/сек.

[illegible] опыты и теория не учитывают [illegible] горного давления, [illegible] несомненно, участвует в процессе формирования внезапных [illegible] угля и газа. Роль горного давления [illegible] не может быть оценена [illegible] уравнения (3).

[illegible] пласте пористость m понижается и в связи с этим уменьшается [illegible] сила газа (напряжения σ). С разгрузкой пласта от горного [illegible] увеличивается пористость m и разрушающие усилия возрастают

[illegible] пластов.

Проведенный [illegible] ванию внезапных выбросов [illegible]



Фиг. 5. Разрушающие [illegible] волны дробления v в зависимости [illegible] $p_{\cdot} p_{*}$ ($m = 0.05$; CH_4; $p_0 = 20$, [illegible]

[illegible] от [illegible] ть [illegible] ит- [illegible] вы- [illegible] ис- [illegible] ром, что: 1) дегазацию пласта [illegible] дует рекомендовать как главный метод борьбы с [illegible] сами угля и газа, 2) не следует применять методы разработки [illegible] к внезапному обнажению газированных пластов, склонных [illegible] ным выбросам угля и газа.

Дальнейшее изучение природы и механизма внезапных выбросов угля и газа должно быть направлено на изучение других причин [illegible] это явление, и, в частности, на изучение роли горного [illegible] в формировании внезапного выброса.

Поступило 11 IX 1955

ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский А. А. О волнах внезапного выброса газированных [illegible]. ДАН СССР, т. 88, № 4, 1953.
2. Никольский А. А. О волнах разрушения газированных [illegible] ДАН СССР, т. 91, № 6, 1953.
3. Христианович С. А. О волне дробления. Изв. АН СССР, [illegible] 1953.

[illegible] НЕКОТОРЫХ [illegible] СПЛАВОВ

[illegible] Р. ГУЛЯНИЦКАЯ и [illegible] Н. БОГОВАРОВА

(Москва)

[illegible] твердых штейнов или сплавов сульфидов металлов [illegible] последнего времени преимущественно исследованием [illegible]. В настоящей работе приведены данные по определе- [illegible] ности и теплопроводности некоторых составов суль- [illegible] системе Cu-Ni-Fe-S.

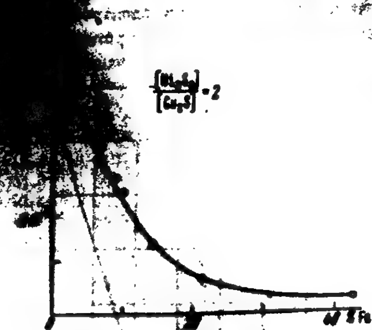
[illegible] ентная равновесная система Cu-Ni-Fe-S изучена [illegible] детальному изучению были подвергнуты лишь сплавы [illegible] системы Cu-Ni-S. Часть тройной системы [illegible] практическое значение для металлургии никеля, и [illegible] ым и Д. Лейвиковой [1]. Полученная ими часть [illegible] системы Cu-Ni-S построена по данным терм[illegible] структурного анализа. Д. Лейвиковой был также [illegible] двух медно-никелевых производственных штейнов [illegible] [Cu] ≈ 2, а количество железа равнялось 29.6 и [illegible] исследования по определению электропровод[illegible] сти медно-никелевых сульфидных сплавов нами [illegible] лись фазовые составы изучаемых сплавов сульфи[illegible] материалами при приготовлении сплавов были [illegible] и железа, полученные в лабораторных условиях [illegible] серы.

[illegible] электропроводности и теплопроводности [illegible] сплавов сульфидов двух видов: сплавы перво[illegible] путем сплавления отдельных сульфидов в соответству[illegible] отношениях с получением сплавов двух (Cu_2S — Ni_3S_2) [illegible] трех сульфидов (Cu_2S — Ni_3S_2 — FeS) (табл. 2). Получен[illegible]

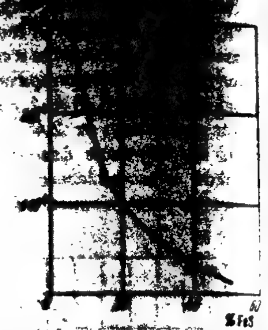
Т[illegible]

Состав сплавов сульфидов меди и никеля

	Состав сплавов, мол. %							
[illegible]	100	90	80	75	66.6	60	50	[illegible]
[illegible]	—	10	20	25	33.3	40	50	[illegible]

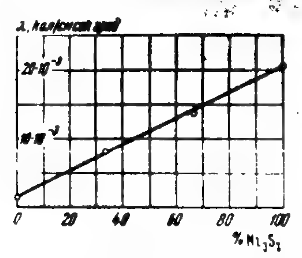


Фиг. 3. [illegible] сти γ ом⁻¹см⁻¹ [illegible] келя и железа [illegible]

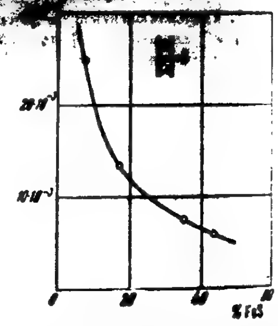


Фиг. 4. [illegible] элек-[illegible] медно-[illegible] различным [illegible]

Заслуживает [illegible] никеля на величину электро[illegible] никеля было получено [illegible]. И-мерение удельной [illegible] сти этих образцов [illegible] колебании содерж[illegible] фиде никеля от 30.[illegible]



Фиг. 5. Значения удельной теплопроводности сплавов сульфида меди и никеля λ кал/см·сек·град.



Фиг. 6. Удельная теплопроводность медно-никелевых штейнов

удельная электропроводность изменяется от $3.1 \cdot 10^4$ до $6.5 \cdot 10^4$ $ом^{-1} \cdot см^{-1}$, т. е. с уменьшением серы электропроводность сульф[illegible]ется

Результаты измерения удельной электропро[illegible] сульфидов меди и никеля (фиг. 1) показывают, что с [illegible] сплавах

[illegible] удельная электропроводность уменьшается от [illegible] до $0.097 \cdot 10^4$ $ом^{-1} \cdot см^{-1}$ у Cu_2S.

[illegible] электропроводности для металлизированных мед-[illegible] сульфидных сплавов (фиг. 2), содержащих: Ni от 60 до 15 % мол., [illegible] до 60 % мол., S 25 % мол., получились того же порядка, что [illegible] сульфидных сплавов. С возрастанием в сплавах количе-ства [illegible]довательно, и Cu_2S электропроводность их уменьшается. При [illegible] к сплавам сульфидов меди и никеля, взятых в соотно-шении [illegible] : $[Cu_2S] \approx 2$, сульфида железа, наблюдается понижение эле-ктро[illegible]ости сплавов (фиг. 3). Изменение величины удельной электро-прово[illegible] медно-никелевых штейнов с различным содержанием железа предст[illegible]но на фиг. 4.

Данные по измерению теплопроводности медно-никелевых и медно-никел[illegible]езных сульфидных сплавов (фиг. 5 и 6) имеют характер, аналогичный удельной электропроводности. При возрастании содер-жания в сплавах сульфида меди (фиг. 5) и сульфида железа (фиг. 6) тепло-проводность сплавов уменьшается, однако уменьшение удельной теплопро-водности [illegible]ено менее резко, чем у удельной электропроводности.

Выводы

1. [illegible] медно-никелевых сульфидных сплавов, содержащих железа [illegible] %, по данным термического и микроструктурного анализа [illegible] раствора Ni — Cu — Fe, сульфида [illegible] химического [illegible] $(FeS)_n Ni_3S_2$, сульфида никеля и [illegible] (FeS)[illegible]

2. [illegible] меди, никеля и железа — наименьшей [illegible] проводимостью [illegible] железа ($\gamma = 3.78$ $ом^{-1} см^{-1}$), [illegible] сульфид[illegible] $ом^{-1} см^{-1}$); наибольшая электропро[illegible] у сульфида [illegible] ($\gamma =$ [illegible]$\cdot 10^4$ $ом^{-1} см^{-1}$).

3. Определение электропроводности твердых медно-никелевых [illegible] никелево-железных сульфидных сплавов при температуре 20° [illegible] что увеличение содержания в сплавах сульфида меди и сульфида [illegible] понижает электропроводность сплавов.

4. Теплопроводность твердых медно-никелевых сульфидных [illegible] медно-никелевых штейнов с увеличением содержания сульфида м[illegible] сульфида железа уменьшается

Поступил[illegible]

ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов В. И. Металлургия м[illegible] Металлургиздат, [illegible]

О КИНЕТИКЕ ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ АУСТЕНИТА

А. П. ГУЛЯЕВ, В. М. ЗАЛКИН

(Москва)

Методика [illegible] опубликованных ранее исследований (например [1,2,3,4]), в которых определялась кинетика изотермического превращения перлита в аустенит, была в основном однотипной (нагрев и выдержка тонких стальных образцов в расплавленных солях или свинце) и обусловливала некоторые существенные количественные погрешности в результатах экспериментов.

Так, в работах, выполненных по указанной методике, временем нагрева образца до температуры ванны либо пренебрегали вовсе, либо не учитывали с необходимой точностью замедления в нагреве образца по мере уменьшения температурного градиента между ним и ванной.

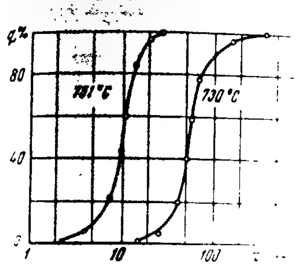
Следует также указать, что исследователи, как правило, игнорировали развитие превращения во время нагрева до температуры выдержки. В связи со значительной скоростью нагрева тонких стальных образцов в расплавленных солях предполагалось, что практически удается перегреть перлит, не претерпевший каких-либо существенных изменений, до температуры выдержки (в надкритической области), при которой, по [illegible] «инкубационного периода» и начинается изотермическое образование аустенита.

За длительность «инкубационного периода» принимали время от начала изотермической выдержки, в течение которого не отмечается изменения величины контролируемого физического свойства (твердости, электросопротивления и др.) исследуемых образцов. Построенные по данным таких работ кривые кинетики изотермического превращения при различных температурах, как это видно, например, на фиг. 1 (исследование Роберта и Меля[4]), отсекают на оси абсцисс (по которой отложено время выдержки) определенные отрезки, характеризующие время «устойчивости» перлита при соответствующей температуре.

В действительности в названных исследованиях практически фи[illegible] [illegible] превращения [illegible] та его степень, котор[illegible] [illegible] исследования позволяла впер[illegible] [illegible] кинетических кривых изотерм[illegible] [illegible] оси абсцисс не является обоз[illegible]

[illegible] относится и к сводным кинетическим диа[illegible] [illegible], у которых область между осями коорди[illegible]

[illegible] называют обычно областью «устойчивости» перлита [illegible], например, по диаграммы М. Е. Блантера [5], построенной [illegible] (фиг. 2), то можно предположить, что быстрый нагрев [illegible] температуры 840° и последующая закалка (без выдержки) [illegible] зафиксировать менее 0,5 % превращения. В то же время [illegible] широко известным практическим и экспериментальным данным, при высокочастотной закалке стали У-8 от названной температуры удается зафиксировать лишь конец превращения.



1. Кинетика изотермическ[illegible] перлита в аустенит при тем[illegible] [illegible] по исследованиям Роберт[illegible] М[illegible] количество аустенита [illegible] термической выдержк[illegible]

[illegible] диаграмма [illegible] [illegible] изотермического образования [illegible] сталь У-8 [illegible] температура [illegible] время τ в сек [illegible] М. Е. Блантера [illegible]

Одной из особенностей поставленных нами экспериментов по [illegible]нию изотермического превращения перлита в аустенит было приме[illegible] нагрева образцов метода электронагрева непосредственным [illegible]нием электротока промышленной частоты. После окончания [illegible] образцов до заданной температуры, контролируемой фото[illegible] начиналась изотермическая выдержка.

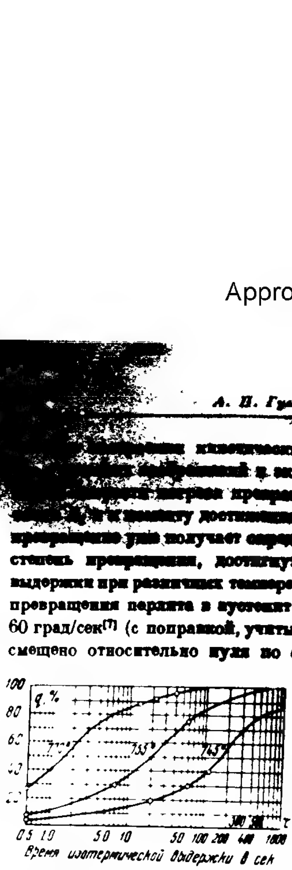
Температура выдержки автоматически поддерживалась на уровне (точнее, в узком интервале температур ±2–5° от [illegible]ния) при помощи [illegible] осуществлявшего [illegible]ские включения и выключения [illegible] По окончании заданной изотермической выдержки [illegible] Измерения [illegible]ры образцов на протяжении [illegible] [illegible]лись. Это позволяло [illegible] температуру выдержки [illegible]

Скорость нагрева [illegible] экспериментов данного [illegible]

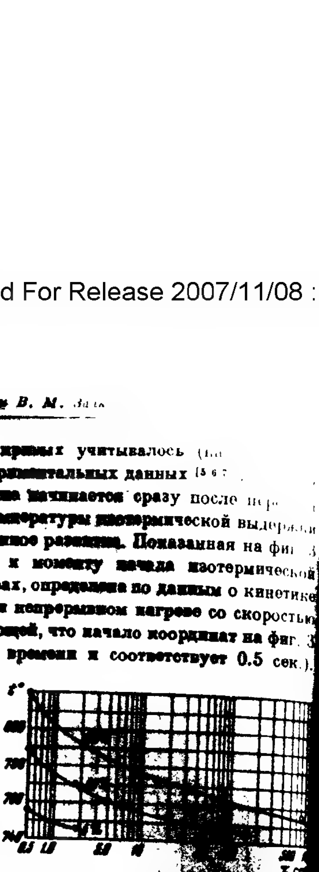
Кинетика изотермич[illegible] исходная структура [illegible] ки 745, 755 и 770 [illegible].

На фиг. 3 приведены кривые [illegible] построенные по данным количе[illegible] микроструктуры образцов, закаленных [illegible] должительности.

[illegible] кинетических кривых учитывалось (на [illegible] [illegible] и экспериментальных данных [5, 6, 7] [illegible] [illegible] нагрева превращение начинается сразу после пер[illegible] [illegible] к моменту достижения температуры изотермической выдержки превращение уже получает определенное развитие. Показанная на фиг. 3 степень превращения, достигнутая к моменту начала изотермической выдержки при различных температурах, определена по данным о кинетике превращения перлита в аустенит при непрерывном нагреве со скоростью 60 град/сек[7] (с поправкой, учитывающей, что начало координат на фиг. 3 смещено относительно нуля по оси времени и соответствует 0.5 сек.).



Фиг. 3. Кинетика изотермического превращения перлита в аустенит стали У-8 при температурах 745°, 755 и 770° (скорость нагрева до температуры выдержки — 60 град / сек); количество аустенита q в %, время выдержки τ в сек.



Фиг. 4. Сводная [illegible] кинетики изотермического [illegible] перлита в аустенит стали У-8 [illegible] нагрева до температуры выдержки 60 град / сек). Время изотермической [illegible] τ в сек., температура [illegible]

Таким образом, точки пересечения кинетических [illegible] на фиг. 3 с осью ординат получены не путем экстраполяции, а на основе экспериментальных данных.

То обстоятельство, что кинетические кривые изотермического превращения отсекают определенные отрезки не на оси абсцисс, а на оси ординат, является принципиальной особенностью рассматриваемых графиков: на них полностью отсутствует «инкубационный период» и обращено развитие превращения во время нагрева до температуры [illegible] (фиг. 1). Очевидно, для каждой заданной температуры изотермического процесса степень превращения, достигаемая к началу выдержки, будет увеличиваться с увеличением скорости нагрева. Однако при любой скорости нагрева и любой температуре выдержки (выше A_1) начало изотермического процесса не будет совпадать с началом превращения.

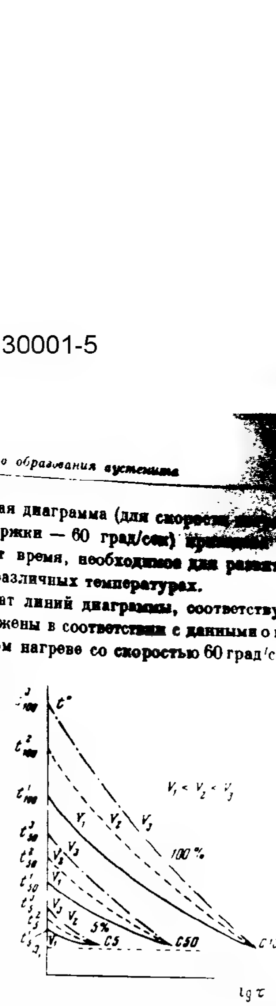
Отсюда следует, что при увеличении скорости [illegible], отсекаемый кинетической кривой на оси ординат, будет [illegible], но он не может быть равен нулю. Другими словами, в [illegible] нагрева так называемое «изотермическое образование [illegible]ется по сути комбинированным процессом, состоящим из [illegible], протекающей при непрерывном нагреве от A_1 [illegible], и второй, идущей при постоянной температуре [illegible]

По экспериментальным данным о [illegible] аустенит при непрерывном нагреве [illegible] (фиг. 3) построены сводные диаграммы [illegible]

[illegible] стали У-8 такая диаграмма (для скорости [illegible] [illegible]термической выдержки — 60 град/сек) [illegible] на ней показывают время, необходимое для развития [illegible] 50 и 100% при различных температурах.

[illegible] пересечения с осью ординат линий диаграммы, соответствую[illegible] и 100% превращения, отложены в соответствии с данными о ки[illegible] превращения при непрерывном нагреве со скоростью 60 град/сек. [illegible]ные точки взяты по кривым [illegible]тики изотермического процесса [illegible] температурах 745, 755 и [illegible].

Как показывает диаграмма, к началу изотермической выдержки при температуре 760° уже имеется [illegible]коло 10% аустенита. Для окончания [illegible] при этой температуре [illegible] выдержка продолжительностью 200 сек. Изотермический [illegible] при температуре 790° начинается при наличии 50% аустенита, [illegible] завершения процесса при [illegible] температуре тре[illegible]



Фиг. 5. Влияние скорости нагрева на кинетику образования аустенита [illegible] время изотермической выдержки, температура t °C.

При [illegible] 820° превращение [illegible]ся еще во время нагре[illegible] изотермической выдер[illegible] происходить лишь [illegible]процес[illegible] аустенита и собирательной рекристаллизации.

Фиг[illegible] кинетику превращения перлита в аустенит [illegible]юбой [illegible] выше A_1, но при одной определенной скорости [illegible] A_1 до температуры выдержки.

По[illegible] точек пересечения кривых фиг. 4 с осью ордина[illegible] [illegible] и изменяется в зависимости от скорости нагрева [illegible]але [illegible] температуры выдержки.

На [illegible] 5 приведена схема, показывающая влияние и [illegible] [illegible] на кинетику изотермического образования [illegible] [illegible]зонтали, близкой к A_1 [illegible] [illegible] время окончания [illegible] при [illegible] перенагреве [illegible] [illegible]точек не зависит [illegible] [illegible]вляется исходн[illegible] [illegible], характеризующих [illegible] [illegible]няется по мере [illegible] [illegible] характеризует кине[illegible] [illegible] при постоянной темп[illegible] [illegible] скоростями. Она на[illegible] [illegible] нагрева до температуры изотермическ[illegible] [illegible] полного завершения превращения [illegible]

пературе, увеличивается, так как при этом уменьшается степень [illegible] щения, достигаемая в процессе нагрева, до начала [illegible]

Поступило 19 III 1953

ЛИТЕРАТУРА

1. Штейнберг С. С. Кинетика превращения аустенита [illegible] в углеродистой стали. Тр. Уральск. индустриальн. инст., № 4, 1937.
2. Миркин И. Л. и Блантер М. Е. Кинетика [illegible] в аустенит. Металлург, № 1, 1937.
3. Блантер М. Е. Образование аустенита и структура [illegible] стали. Сб. «Новое в металловедении», Внитомаш, 1948.
4. Roberts D. and Mehl R. The mechanism and the Rate formation of austenite. Trans. of Amer. Soc. for Met., v. [illegible]
5. Гуляев А. П. и Залкин В. М. К вопросу об анализе термических кривых скоростного нагрева стали. ЖТФ, XXIV, 1954.
6. Гуляев А. П. и Залкин В. М. Влияние скорости нагрева на положение температурного интервала превращения перлита в аустенит. ЖТФ, вып. 2, [illegible]
7. Гуляев А. П. и Залкин В. М. К теории фазовых превращений в стали при нагреве. Изв. АН СССР, ОТН, 1954.
8. Глаголев А. А. Геометрические методы количественного анализа агрегатов под микроскопом. Госгеолиздат, 1941.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
ОТДЕЛЕНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК
№ 6 1955

[illegible] ПРОЧНОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ СЛ[illegible]ОВАННОЙ КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛИ

М. П. БРАУН и Е. Е. МАЙСТРЕНКО

(Киев)

Изготовление крупногабаритных деталей ответственного, и особенно турбинного, машиностроения требует такой стали, которая могла бы обеспечить сложный комплекс свойств прочности и пластичности при достаточно высокой вязкости и минимальной склонности к отпускной хрупкости.

Работа, проведенная в условиях Ново-Краматорского машино[illegible]ельного завода им. Сталина, преследовала цель изучить влияние ма[illegible] бавок некоторых легирующих элементов на свойства хромомар[illegible] [illegible]икелевой и хромоникелевой стали.

Из работ [1,2] следует, что марганец и хром повышают твердос[illegible] [illegible]сть конструкционной стали; особенно благотворно влияние м[illegible] [illegible] прокаливаемость стали, что важно для крупногабаритных [illegible]

Дополнительное легирование хромомарганцевой стали [illegible] [illegible]творно действует в смысле повышения вязкости и пластич[illegible]

Было намечено исследовать стали I группы с содержани[illegible] II группы 2.3 – 2.7 % никеля (табл. 1).

Стали обеих групп дополнительно легировались [illegible] [illegible]твами следующих элементов: ванадия, вольфрама [illegible] [illegible]здельно и в комплексе. В качестве комплексного был[illegible] [illegible]ование двумя и тремя элементами — титаном и [illegible] [illegible]льфрамом и титаном, ванадием и [illegible]льфрамом.

Выплавка опытных [illegible] [illegible]ионной печи емкос[illegible] [illegible]редиеуглеродистая [illegible] [illegible]плавов, за исключе[illegible] [illegible]ллическом виде. [illegible] [illegible]итки расковывал[illegible] [illegible]мпературе 850 – 8[illegible]

Определение мех[illegible] [illegible]ьных стандартных [illegible] [illegible]адрелом Менаже[illegible]

Заготовки разрывных [illegible] [illegible] и последующему отпуску [illegible] [illegible]ле 50°. Охлаждение после отпу[illegible]

Таблица 1

Химический состав исследованных сталей

Композиция и № плавки		C	Mn	Cr	Ni	Si	S	P
I группа								
Cr—Mn—Ni	16	0.39	1.48	1.15	1.30	0.35	0.030	[illegible]
Cr—Mn—Ni—Ti	72	0.36	1.35	1.16	1.54	0.30	0.027	0.026
Cr—Mn—Ni—V	54	0.36	1.47	1.17	1.40	0.34	0.028	0.021
Cr—Mn—Ni—W	19	0.37	1.25	1.06	1.57	0.24	0.029	0.020
Cr—Mn—Ni—Mo	35	0.38	1.20	1.07	1.54	0.19	0.030	0.022
[illegible]—Ni—Nb	127	0.36	0.99	1.01	1.58	0.30	0.018	
[illegible]—Ti—W	60	0.38	1.12	1.04	1.56	0.24	0.029	0.018
[illegible]—V—W	49	0.35	1.39	1.09	1.45	0.24	0.018	0.023
[illegible]—Ti—V—W	113	0.36	1.24	1.09	1.68	0.29	0.020	0.021
II группа								
[illegible]	36	0.36	1.32	1.11	2.23	0.37	0.029	0.022
[illegible]	74	0.38	1.38	1.27	2.51	0.26	0.015	0.026
[illegible]	[illegible]	0.36	1.06	1.09	2.61	0.17	0.015	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.35	0.27	0.028	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1.07	2.20	0.29	0.030	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.47	0.30	0.016	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.51	0.30	0.015	0.027
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.30	0.34	0.029	0.023
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2.44	0.28	0.019	[illegible]
[illegible]	[illegible]	0.37	[illegible]	1.85	1.73	0.24	0.029	0.019
[illegible]	114	0.36	0.75	1.10	1.68	0.29	[illegible]	[illegible]
[illegible]—Ni—W	59	0.36	0.63	1.01	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible] характеристик опытных сталей после закалки и высокого [illegible] указана в табл. 1 (см. № плавки)

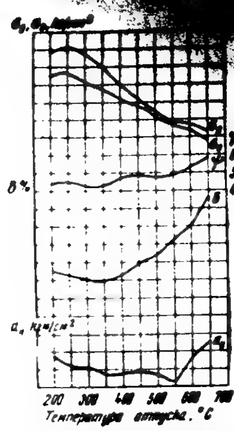
№ плавки	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	T—600°: δ	ψ	a_k
[illegible]	96.4	—	8.4	48.3	3.0	92.5	86.2	11.4	55.2	[illegible]
[illegible]	104.4	96.2	8.7	52.8	4.8	92.3	80.7	11.9	62.9	[illegible]
54	141.7	106.0	8.0	46.0	2.75	133.2	128	6.9	44.1	[illegible]
19	113.7	104.9	9.4	55.7	5.85	97.9	90.2	13.5	[illegible]	[illegible]
35	105.0	97.6	8.9	96.6	10.9	96.1	86.5	11.2	[illegible]	[illegible]
127	110.0	106.1	8.4	52.3	5.50	94.4	85.7	10.0	[illegible]	[illegible]
60	113.5	108.9	8.5	48.9	7.1	96.1	90.5	13.0	52.9	[illegible]
49	118.0	111.1	8.7	46.0	5.70	110.3	103.8	11.2	[illegible]	[illegible]
113	[illegible]	[illegible]	[illegible]	45.9	3.8	111.7	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

Сравнение основных механических характеристик опытных сталей после закалки и высокого [illegible] стали указана в табл. 1 (см. № плавки)

№ плавки	T—550°: σ_b	σ_s	δ	ψ	a_k	T—600°: σ_b	σ_s	δ	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	93.0	9.3	49.6	2.38	95.6	84.4	10.9	53.7	[illegible]
[illegible]	[illegible]	99.1	[illegible]	[illegible]	[illegible]	105.5	89.5	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	108.[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	111.[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

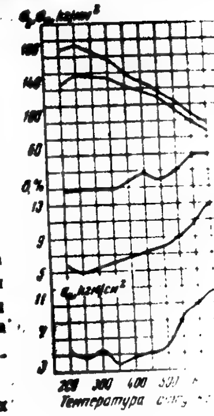
[illegible] Mn, [illegible] обладает [illegible] при [illegible] прочности [illegible] отпуске при [illegible] σ_b = 165 кг/мм², [illegible] кгм/см².

[illegible] приведенных [illegible] заключение о [illegible] содержания [illegible] стали углерода, [illegible] на нижнем пределе. [illegible]дует, что совершенно [illegible] необходимо сделать у [illegible]нолегированной стали, [illegible] Эта сталь, несмотря на [illegible] марганца (и отчасти [illegible] более высокие значения [illegible] a_k (a_k более 9 кгм/см² [illegible] при 650° (с медленным охла- [illegible]



Фиг. 5. Изменение механических свойств стали 35ХГН2 в зависимости от температуры отпуска T; плавка 36

Фиг. 6. [illegible]



Фиг. 7. Изменение [illegible] ских свойств стали [illegible] зависимости от [illegible] отпуска T [illegible]

Повышение прочности и понижение [illegible] при [illegible] температурах 550–600°, видимо, связано с [illegible] выделения из мартенсита сложных, содержащих ванадий, карбидов в весьма диспер[сной] форме. При более высокой температуре отпуска (650°) происходит [коа]гуляция карбидов, в силу чего снижаются свойства прочности и не[сколько] повышаются свойства вязкости и пластичности.

Несомненный интерес представляет сложнолегированная сталь, содержащая вольфрам. Прежде всего следует отметить, что у этой стали после отпуска при 550 и 600° показатели свойств прочности, пластичности и вязкости значительно превосходят показатели свойств исходной стали. При этом легирование стали вольфрамом понижает перепад между пределом текучести и пределом прочности и при температурах [illegible] 500–650° различие между σ_s и σ_b составляет лишь 8–10 кг/мм² [illegible] 2).

Вольфрам хотя и кристаллизуется в объемноцентрированной кубической решетке, подобно α-железу, но значительно [illegible] большим атомным радиусом (1.408 Å), что вызывает [illegible]ние решетки. Необходимо обратить внимание, что [illegible] содержит 0.37 % C при несколько меньшем [illegible] (1.25 %), чем у исходной стали.

[illegible] карбидообразующих [illegible] ниобий) яно- [illegible] наиболее отличается [illegible] атомного радиуса [illegible] кристаллизуется в [illegible] кубической [illegible], но его решетка имеет значи- [illegible] Å), чем у α-железа (2.861 Å) [illegible] позволяют сделать заключение, что [illegible] решетки α-железа еще в большей ме[ре] [illegible] тем карбиды сложного состава, содержащие [illegible] отпуске, очевидно, выделяются в менее ди[сперсной] [illegible], содержащие ванадий, вследствие чего [illegible] вязкости стали, дополнительно легир[ованной] [illegible] мом, какое имеется у стали, дополнительно [illegible] При наличии в стали вольфрама и ниобия [illegible] гранях кристаллитов [illegible] из числа исследо[ванных] [illegible] свойств [illegible] легированной [illegible] при 600–650 [illegible]

σ_b = 90÷82 кг/мм² [illegible]

[illegible] эти свойства аналогичны [illegible] значительным количеством [illegible]

[illegible] рованные стали, [illegible] дием и титаном, [illegible] прочности и пластичности, [illegible] высокой вязкости.

Данные о свойствах прочности, [illegible] II группы, содержащих больше никеля ([illegible] %), [illegible] группы (1.3—1.7 %), позволяют сделать следующие выводы.

Повышение содержания никеля в стали исходного состава (плавка 36) не вызывает никаких существенных изменений (фиг. 5).

[illegible] стали дополнительно легированной титаном (плавка 7[illegible]), наблю[illegible] малое понижение динамической вязкости, а у стали, допол[illegible] легированной ванадием (плавка 100),— незначительное ее повы[illegible]

[illegible] сочетание свойств прочности и вязкости обеспечиваются [illegible] дительно легированной вольфрамом (плавка 71) либо нио[illegible] (28). Однако свойства сохраняются на том же уровне, что [illegible] I группы соответствующего состава. Из сравнения данных табл. [illegible] можно сделать вывод, что повышение содержания никеля до 2.5% [illegible] стали рассмотренных композиций, не изменяет существен[illegible] механические свойства. При этом мы не касаемся вопроса влия[illegible] дельного повышения содержания никеля на прокаливаемость стали [illegible] как этот вопрос будет рассмотрен в отдельной статье.

Высказанные выше соображения на основании проведенных экс[illegible] риментов позволили подвергнуть более углубленному изучению слож[illegible] легированную сталь 35ХГНВ (фиг. 6). Результаты определения свой[illegible] и стали и стали хромони[illegible]вой (35ХНМ, фиг. 7) показали, что первая сталь обладает [illegible] же свойствами прочности [illegible] пластичности, что и сталь 35Х[illegible] более высокой динамической вязкостью.

Поступило 24 II 195[illegible]

ЛИТЕРАТУРА

1. Браун М. П. Основные свойства конструкционной хромомарганцевой ста[illegible] Изд. АН УССР, 1953.
2. Браун М. П. Комплексколегированные конструкционные стали. Изд. [illegible] УССР, 1952.

[illegible]НИЯ НА ИЗМЕНЕНИЕ СМАЧИВАЕМОСТИ [illegible]ЛОВ В НЕФТЯНЫХ КОЛЛЕКТОРАХ

[illegible]МАН, В. Б. ШНЕЕРСОН и А. Г. МАМИКОНОВ

(Москва)

Процесс нефтеотдачи из продуктивных пластов обычно рассматривает[illegible]ся в [illegible] дебита от давления. Американские авторы (Маскет, Джонс, [illegible]) считали, что поверхностные явления оказывают влияние на распределение нефти и воды в залежи и не зависят от давления[1]. Применение различных методов интенсификации добычи нефти, особенно [illegible]качки воды, показало, что роль поверхностных явлений весьма велика [illegible] сильнее всего выражена в процессах отмывки нефтей различными водами. Поэтому [illegible] давления на изменение поверхностных свойств нефтей [illegible] вмещающих горных пород представляет особый интерес.

В последнее время в нефтяных научно-исследовательских учреждениях [illegible]льшое [illegible] уделяется исследованиям при высоких давлениях. [illegible] [illegible]сти работ по технологии добычи нефти проводится определение ра[illegible] [illegible]ых [illegible] и физико-химических характеристик нефтей и пла[illegible] вод при [illegible] давлениях и температурах (вязкость, плотность и [illegible]

М. М. Кусаков, Н. М. Лубман, А. Ю. Кошевник провели [illegible] по исследованию молекулярно-поверхностных свойств [illegible] нефтепродуктов при повышенных давлениях и температурах [illegible] [illegible]ению поверхностного натяжения на границе нефть —газ, неф[illegible] [illegible] установили зависимость этих характеристик от полярности [illegible] газовой фазы[3,6,7]. До сих пор, однако, сравнительно мало [illegible] явление смачивания, которое играет большую роль в процессах [illegible] [illegible]чения нефти из пласта, оно является чувствительным методом [illegible] [illegible]вания и позволяет изучать поверхностные явления, происходящие [illegible] [illegible]е при его разработке.

Впервые работы по определению краевых углов смачивания при вы[illegible] [illegible]ких давлениях были поставлены в Институте азотной промышленно[illegible] в лаборатории И. Р. Кричевского И. Е. Большаковым[8]. Наблюдал[illegible] изменение смачиваемости мета[illegible] различными жидкостями на границе с азотом, водородом, углекислым [illegible] этиленом при давлениях [illegible] [illegible] смачиваемость 1 до 800 кг/см². В этих условиях [illegible] с увеличением давления ухудшала[illegible]

М. М. Кусаковым, Н. М. Лубман и [illegible] изменения смачиваемости при высоких давлениях [illegible] работа [illegible] проведена на границе с парафином [illegible] [illegible] величина краевого угла весьма ма[illegible]

[illegible] ...следовались [illegible] ...ов, входящих в [illegible] ...д влиянием нефтей поверхности [illegible] ...бразования прочной, химически [illegible] ...этих работ был объяснен механизм вымывания нефти [illegible] ...жен [illegible] повышения нефтеотдачи при помощи добавок [illegible] ...тивных веществ при площадном заводнении [illegible]

Для использования результатов, получен[illegible] ...сферном ...лении в условиях пласта, необходимо было [illegible] ...ветствующие испытания при давлениях до 350 кг/см² и высоких [illegible] ...турах (до 90° [illegible]) на границе с различными газами, с тем чтобы [illegible] влияние факторов. Наблюдение смачиваемости велось в присутствии азота и у... [illegible] ...что представляло особый интерес, так как эти газы [illegible] ...ть при газо водяной репрессии для повышения неф... [illegible] Как показали многолетние лабораторные опыты[40], присутст... [illegible] ...ешает ее нефтевымывающие свойства.

Настоящая статья посвящена результатам исследования смачиваемости кальцита, обработанного различными нефтями при высоких давлениях (до 350 кг/см²) на границе с азотом; несколько опытов проведено на границе с углекислым газом при давлениях до 50 кг / см². В качестве смачивающей среды была взята дистиллированная вода двойной перегонки и только в отдельных случаях — водопроводная вода или [illegible] ...вой раствор (NaCl).

Предыдущими работами было показано, что под влиянием нефти пов... [illegible] ...ные свойства различных минералов (кварца, кальцита и полевого шпата), являющихся основными компонентами нефтяных коллекторов, изменяются аналогично, т. е. во всех случаях наблюдается гид[illegible] ...ния поверхности. В качестве твердой фазы был выбран кальцит, [illegible] он представляет ряд преимуществ при работе (дает более ре[illegible] ...ения гидрофобизации под влиянием поверхностно-активных [illegible] ...прозрачен и легко раскалывается по граням спайности, давая [illegible] ...чистую поверхность).

Исследование смачивания проводилось [illegible] гистерезисных (B_{12})[14], т. е. вначале при атмосферном давлении шлифы кальцита обрабатывались в течение часа толуольными растворами нефти, а [illegible] ...ую поверхность шлифа при различных [illegible] ...лениях наносилась [illegible] воды или раствора[11]. Измерение [illegible] на границе [illegible] капля воды [illegible] азот или углекис[illegible] ...мосферном дав... [illegible] ...дух. Эта серия опытов [illegible] ...температуре [illegible]

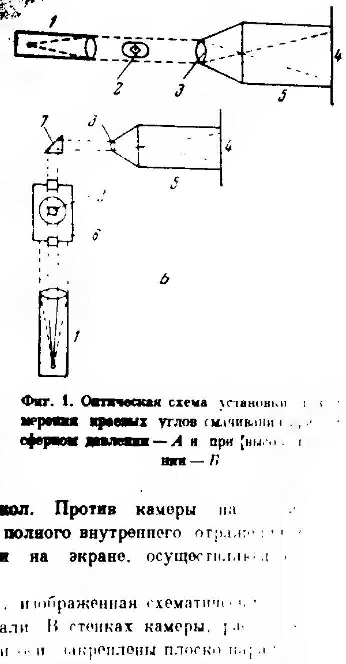
Для измерения краевых [illegible] при высоких [illegible] ...нами была [illegible] ...давления, которую [illegible] ...измерения краевых углов [illegible]

[illegible] ...месторождения Майда... [illegible] ...нефтью из Якутии.

[illegible] ...получались раскалыванием минерала по граням [illegible] ...обработкой.

пре[illegible] тир[illegible] [illegible] ...при атмосферном [illegible] ...столик 2, фотоаппарат [illegible] ...оптического [illegible] ...ния [illegible] ...личение [illegible] ...рат [illegible] ...кой 6, [illegible] ...кую [illegible] ...аппарата. ...экран 4 [illegible] ...ортгром подв[illegible] ...нитей, ...предлож[illegible] Липец[15], ...я измерения [illegible] углов. ...насадке [illegible] пазы для ...фотографической кассеты.

При работе под высоким давлением (фиг. 1, Б) используется [illegible] ...ера высокого давления 6, ...три которой помещается ...ктный столик 2. Осветитель [illegible] камера 6 расположены ...том случае под прямым ...ом к [illegible] ...для того чтобы [illegible] ...ть наблюдения [illegible] ...о разрыва [illegible] стекол. Против камеры на [illegible] ...мье закрепляется призма полного внутреннего отражения [illegible] ...чения изображения капли на экране, осуществляющ[illegible] светового луча на 90°.



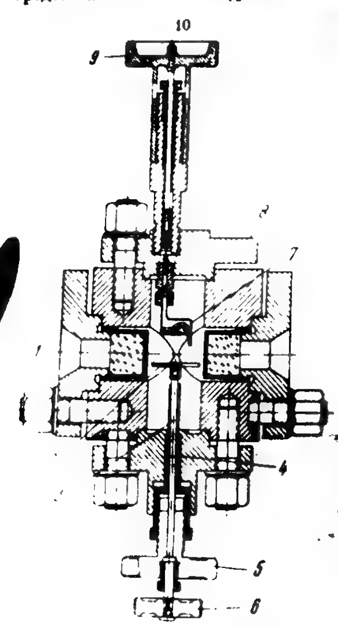
Фиг. 1. Оптическая схема установки [illegible] ...мерения краевых углов смачивания [illegible] ...сферном давлении — А и при высо[illegible] ...нии — Б

Камера высокого давления, изображенная схематич[illegible] ...олнена из нержавеющей стали. В стенках камеры, [illegible] ...пендикулярно ее оптической оси, закреплены плоско пара[illegible] ...тельно пришлифованные стекла 1 [illegible] ...щиной 20 мм. [illegible] предохранительный щит[illegible] [illegible] ...ллический щиток. Объе[illegible] [illegible] исследуемый образец [illegible] с образцом, помещенным [illegible] ...ный через сальник 4 вых[illegible] [illegible] 5 перемещается по верти[illegible] [illegible] ...ой плоскости. В столи[illegible] [illegible] на контрольных капель [illegible] ...ния. Эти капли собираются [illegible] ...ложенный на дне камеры [illegible] ...ителем жидкости с насыщающим [illegible]

Установка была изготовлена [illegible] ...тута нефти АН СССР.

[illegible] капилляра [illegible] часть камеры ввернут штуцер [illegible]

При работе с давлением до 100 [illegible] средственно из баллона (фиг. 3); при [illegible]

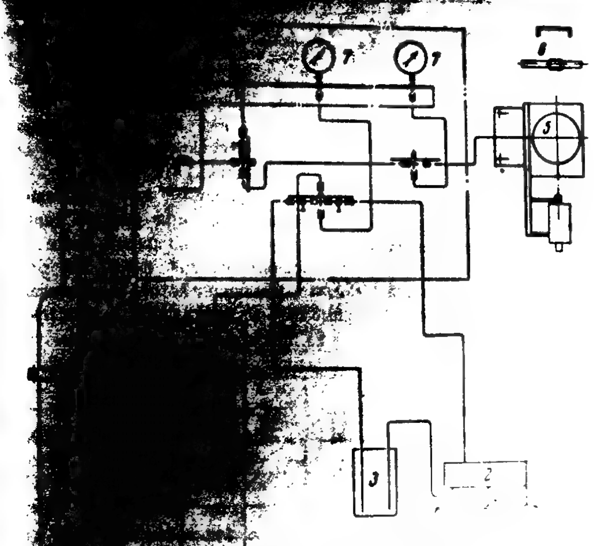


Фиг. [illegible] Схема камеры высокого давления

[illegible] на. [illegible] стакан [illegible] металлич[illegible] немного [illegible] ных до [illegible] стакан — [illegible] через штуцер [illegible] насосом ГИВД [illegible] ностью 1 л/час. [illegible] над ртутью в этом [illegible] заполнено вазелиновым [illegible], которое нагнетается [illegible] из масляного бачка 3. При сливе масло поступает в этот же бачок. Второй стакан — газовый — может соединиться с газовым баллоном 1 и камерой высокого давления 5. При работе насоса [illegible] вытесняет ртуть в газовый стакан, уменьшая объем [illegible], следовательно [illegible] давление газа в стакане и в камере высокого давления. Уровень ртути в стаканах контролируется по объему масла в сливном масляном бачке, изготовленном из плексигласа.

Для сигнализации крайних положений ртути предусмотрена электрическая схема (фиг. 4). К металлическому электроду, ввернутому в крышку газового стакана, прикреплен стержень из плексигласа, длина которого на 2 см меньше длины камеры стакана. На нижнем конце стержня помещен второй [illegible] металлический электрод, соединенный с верхним проволочным [illegible] 400 [illegible]. К выпрямителю 4 последовательно подсоединены [illegible] сопротивление между электродами. Ток срабатывания реле 1 [illegible] ма, а реле 2—30 ма. Когда ртуть находится ниже нижнего [illegible] цепь разомкнута и реле 1 через нормально замкнутый контакт [illegible] сигнальную зеленую лампочку 7 на щитке и гудок, сигнализирующие о достижении ртутью нижнего уровня. Если ртуть находится между верхним и нижним контактами электрода, то в цепи реле протекает ток около 20 ма, реле 1 срабатывает и размыкает свои контакты, вследствие чего зеленая лампочка гаснет и гудок прекращается.

[illegible]



[illegible] установки высокого давления

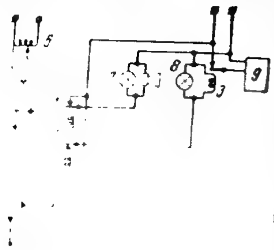
При [illegible] масла из поджимки, под небольшим давлением [illegible]ся световой и звуковой сигналы о достижении ртутью [illegible], а при нагнетании масла — световой сигнал о достижении [illegible]го уровня, и автоматически прекращается нагнетание.

Измерение краевых углов смачивания в [illegible] при высоком давлении производится следующим образом. [illegible] сокого давления на объектный столик [illegible] рала, предварительно обработанные [illegible] В капельницу наливают дистиллир[illegible] после чего он закрепляется в [illegible] так, чтобы [illegible] попал под кончик [illegible] оптическая система (по кончику [illegible] Когда [illegible] в камере и капельнице [illegible] в [illegible] прекращается (движение [illegible]

[illegible] чтобы сжатию подвергался [illegible] [illegible] должна быть предварительно [illegible]

стакан. Увеличение … из масляного стакана в бачок … ртуть в масляном стакане поднимается …

Когда достигается необходимое давление …

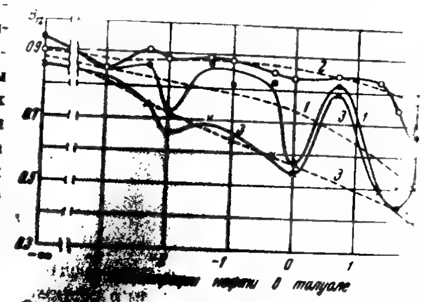


… ване, … изолируют … стемы и приступают …

Все исследования … так, что капля наносилась при определенном, заранее заданном давлении. Краевые углы измерялись несколько раз до получения устойчивых результатов и брались средние данные.

На границе с азотом смачивание наблюдалось при разных давлениях — от 1 до 350 кг/см². Были исследованы четыре нефти из разных месторождений Советского Союза: ромашкинского, туймазинского, буо…нинского и им. Ленина. Первые две — девонские из районов Второго Баку, а вторые две, бакинские — из подкирмакинской свиты.

Особенно подробно изучено влияние ромашкинской нефти. В этом случае были исследованы концентрации толуольных растворов, которые нами изучались ранее (в.11) на других нефтях, в пределах от 0,001 до 100 %. Такие опыты проведены при атмосферном давлении, при 150 и 350 кг/см² и с семью различными концентрациями нефти в толуоле при всех указанных выше давлениях (фиг. 5 и 6).

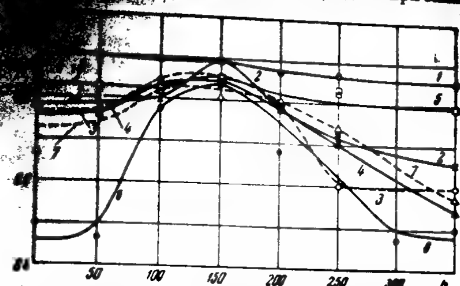


Фиг. 5. … смачиваемости кальцита, … толуольными растворами ромашкинской нефти, при атмосферном и при высоком давлениях. Гистерезисное смачивание $B_{12} = f(c)$: кальцит — капля воды — воздух: ● — 1 кг/см²; ○ — 150 кг/см², × — 350 кг/см²; пунктиром показана основная закономерность изменения смачиваемости от давления

Кривая смачивания $B_{12} = \cos\theta$, полученная с ромашкинской нефтью при атмосферном давлении дает изломы в зависимости от изменения концентрации нефти в толуоле (фиг. 5). Взяты логарифмы концентраций, так как последние изменяются в широких пределах.

С этой нефтью капли воды после нанесения на поверхность шлифа не сразу достигали равновесия, а постепенно растекались, что особенно заметно при больших концентрациях (50—75 %) нефти в толуоле. Аналогичное явление наблюдалось только с одной из исследованных нами неф…

… поверхностной … резко изменяется: при … нефти в толуоле получены высокие … B_{12} = 0.900—0.840) и даже при сам…



Фиг. 6. Изменение смачиваемости кальцита, обработанного толуольными растворами ромашкинской нефти, в зависимости от давления p (кг/см²). Гистерезисное смачивание (B_{12}) на границе: кальцит — капля воды (дест.) — азот: 1. ⊖ — 0 %, 2. × — 0.01 %, 3. ○ — 0.5% 4. ▲ — 1.0 %, 5. □ — 5.0 %, 6. ● — 25.0 %, 7. △ — 100.0 %

…нцентрации … значительно выше других. Результаты, полученные … резко отличаются от только что …х. В …, чем при атмосферном давлении, кривая … ниже других кривых, …ются … исходных кривых (при атмосферном давлении), но … слабее. Таким образом, кривые, полученные при атмосферном давлении, занимают промежуточное положение; повышение давления выравнивает колебания и направляет … ленным образом.

При 150 кг/см² в основном выявляется свойство ромашкинской нефти давать высокие значения смачивания, а при 350 кг/см² … заметно ухудшается. На фиг. 5 штрихами показана основная … ость изменения смачивания от …

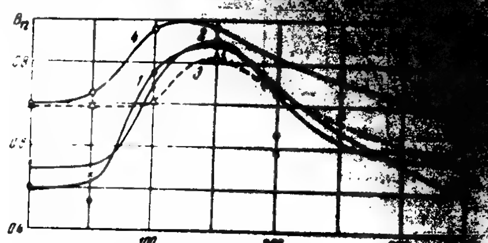
Опыты по смачиванию … при … концентрациях ромашкинской … что с повышением давления … дальнейшим увеличением … 150 кг/см² достигают наименьших …

При этом давлении имеет … давления, смачиваемость … достигает наименьших значений …

Краевые углы при этих … полученные при атмосферном давлении … чений θ^0_{12} = 57—71° (фиг. 6)

... слабевает.

При 100 %-ной ... центрацией. Слабее всего ... ти в растворе, так как с эти ... дается хорошее смачивание.



Фиг. 7. Изменение смачиваемости кальцита, обрабо... толуольными растворами нефтей Второго Баку при различных давлениях p (кг/см²) на границе с азотом (или воздухом) ... Ромашкинская нефть — 25 %-ный раствор нефти в толуоле: *1* ● — дистиллированная вода; ... Δ — NaCl 10 % (в дистиллированной воде). Туймазинская нефть — 1%-ный раствор нефти в толуоле: *4*. ○ — дистиллированная вода.

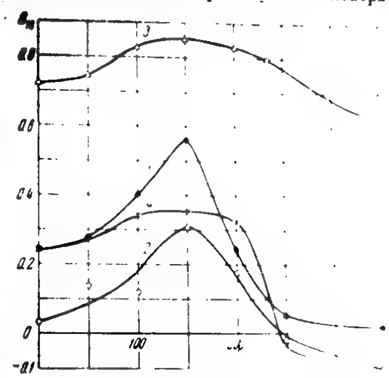
Совершенно особо стоит изменение смачивания в случае ... ната, т. е. при обработке кальцита чистым толуолом. Здесь ... и с ростом давления краевые углы лишь немного увеличиваются (от $\theta^0_{12} = 21°$ до $\theta^0_{12} = 31°$), т. е. смачивание несколько ухудшается (от значения $B_{12} = 0.933$ до $B_{12} = 0.857$). Эти результаты сходны с ... полученными при исследованиях на чистых поверхностях ... АП — лаборатория И. Р. Кричевского) и парафина ... С..., при отсутствии нефти в растворе, которым обрабатывалась ... шлифе, т. е. при отсутствии поверхностно-активных молекул ... ном слое, давление действует однозначно, вызывая увеличение ... углов смачивания.

Повышение смачивания в интервале давлений от 100 ... при наличии нефтяной адсорбционной пленки, видимо, ... ной ориентацией молекул в адсорбционном слое и ... при этих давлениях. То, что при атмосферном ... образно изменяется с концентрацией ... ние капли на шлифе, также ... ном слое сохраняют подвижность ...

... дели при наличии ... своб... при ... ных ... давлений (100—300 кг/см²) влияет очень ... (фиг. 6). При больших давлениях этот эффект осл... краевые углы достигают максималь... ных ...

М... при этих давлениях подвижность молекул затру... в адсорбционном слое, т. е. в этом случае ... гистерезис смачивания. При отсутствии поверх- ности ... пони... очев... зано ... са, ... моле... сти ... проце... рабо... разами ... эта ... должна быть ... более четко...

... смачивания шли... обра- бота... рас- тво... неф- ти ... под... дво... ло... рас... кис... та... ни... чи... во... на... пе... 50... 100...



Фиг. 8. Изменение смачиваемости ... бетанного толуольными растворами ... при различных давлениях ... смачивание (B_{12}) на границе ... (дистиллированной) — ... нефть (ПК-2) — 1 %-ный ... *1*. ● — 1-я серия; *2*. ... нефть (ПК-1): *3*. Δ ... толуоле; *4*. × — 1,0 %-ный ... толуол...

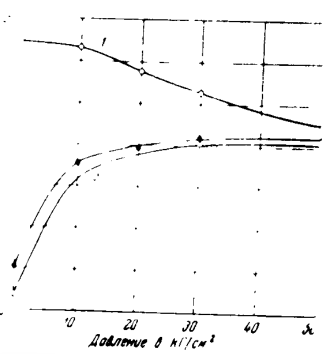
... 10 % NaCl при атмосферном ... несколько выше. При больших дав... близкие результаты для всех трех кри... были поставлены и с другими нефтями ... одна концентрация толуольного ра... при всех давлениях, указанных выше, от 1 ... при давлении в 100—150 кг/см² наблюдается ... и только при 350 кг/см² величина кра... исходное значение краевого угла ... проведены с двумя бакинскими ... им. Ленина два опыта с 1 %-ным ра... то были взяты для приготовления ра... и после взбалтывания) и нефтью ...

бузовнинского месторождения две концентрации: 0.1 и 1.0%. На кривых при 150 атм давления имеется максимум, отвечающий наибольшему смачиванию. При больших давлениях краевые углы достигают максимальных значений и даже переходят в отрицательную область смачивания, что отвечает наибольшей гидрофобизации поверхности. С нефтью из месторождения им. Ленина при атмосферном давлении $\theta_{1\,\text{средн.}}=82°$, при 150 кг/см² $\theta^{\circ}_{12\,\text{средн.}}=65°$ и при 350 кг/см² $\theta^{\circ}_{\text{средн.}}=93°$ (фиг. 8).

Аналогичные результаты получены с 1%-ным раствором бузовнинской нефти. Только при малых давлениях эффект повышения смачивания (гидрофилизации) не так четко выявлен; однако при больших давлениях (выше 200 кг/см²) наблюдается также [illegible] сильное ухудшение смачивания.

Краевой угол при 350 кг/см² равен $\theta^{\circ}_{12}=96°$, а при 150 кг/см² этот угол $\theta^{\circ}_{12}=70°$.

При малой концентрации (0.1 %) это явление сглажено, но все же с повышением давления снова заметно понижение смачивания в области 100—200 кг/см² ($\theta^{\circ}_{12}=32$—$34°$), а при 350 кг/см² величина краевого угла становится несколько больше, чем при атмосферном давлении; при 1 кг/см² $\theta^{\circ}_{12}=44°$, а при 350 кг/см² $\theta^{\circ}_{12}=50°$ (фиг. 8).



Ф[illegible] Изменение смачиваемости кальцита, [illegible]ганного чистым толуолом и 25%-ным [раство]ром ромашкинской нефти в толуоле [при ра]зличных давлениях p (кг/см²) на границе [с угле]кислым газом. Гистерезисное смачивание [illegible] на границе кальцит — капля воды — [illegible] 1. [illegible] — толуол (среднее за 4 мин.); 2. [illegible]%-ный раствор нефти (среднее за 8 мин [illegible]%-ный раствор нефти (среднее за 4 мин.)

Таким образом, во всех исследованных случаях смачивание на границе с азотом изменяется в зависимости от давления, так что вначале, с повышением давления примерно до 150 кг/см², оно увеличивается, а затем, начиная с 200—250 кг/см², снижается. Это наблюдается [с]о всеми нефтями, при всех концентрациях и особенно сильно выражено при больших концентрациях.

Отмеченная закономерность справедлива для туймазинской и бакинских нефтей, несмотря на то что они не обладают такой резко выраженной полярностью, как ромашкинская нефть. Только при отсутствии нефтяной адсорбционной пленки нет области максимума, и с увеличением давления смачивание лишь немного ухудшается.

При наблюдении смачиваемости кальцита в среде [illegible] обнаружено аналогичное явление. Были проведены [illegible] при различных давлениях (от 1 до 50 кг/см²), [illegible] обработанным толуолом, и другая серия [illegible] 25%-ным раствором ромашкинской нефти [illegible]

[illegible] приведены кривые по средним значениям смачиваемости, [illegible]нные за определенные промежутки времени с момента нанесения [кап]ли (4 и 8 мин).

После обработки толуолом, с увеличением давления смачиваемость кальцита водой заметно ухудшается. Краевой угол возрастает от $\theta^{\circ}_{12}=19°$, при атмосферном давлении, до $\theta_{12}=41°$ при 30—50 кг/см² CO_2, т. е. наблю[дается та]кая же закономерность, как и с азотом, но здесь она выра[illegible]

Пр[illegible]сорбционного слоя ромашкинской нефти, с увеличением да[вления] [illegible]ого газа, наблюдается обратный процесс — смачиваемо[сть] [illegible] $B_{12}=0.342$ ($\theta^{\circ}_{12}=70°$), при атмосферном давлении до B[illegible] — при 30—50 кг/см² CO_2. Следовательно при наи боле[illegible] углекислого газа (50 кг/см²) смачиваемость каль[цита] [illegible] раствором нефти в толуоле и [illegible] толуолом очен[illegible]°).

Р[illegible] краевых углов $\Delta\theta_1$ при [illegible] лишь [illegible] атмосферном давлении $\Delta\theta_1$ [illegible] 70 [illegible] 10 [illegible]

Н[illegible] растекания капли воды на поверхности кальцита [illegible] при наличии нефтяной адсорбционной пленки имеет место [illegible] времени даже при атмосферном давлении [illegible] углек[ислого] [illegible] при высоких давлениях капля [illegible] и [illegible]нее и [illegible]ется тем быстрее, чем больше давление.

В с[illegible]обработки чистым толуолом капли стабильны и [illegible]ние во [illegible] не наблюдается, несмотря на то что [illegible] [б]олее [illegible] и, следовательно, капля воды должна была [illegible] [ра]ссыпа[ться] [illegible] гидрофобизованной поверхности. [illegible] [по]дтвер[ждает] [illegible] выше предположение о том, что [illegible] [illegible] твер[illegible] минерала, очевидно, растворяется [illegible] [illegible]енко[illegible]ность входящих в нее полярных м[illegible]

Пол[illegible] имеют большое практическое [illegible] нефтян[illegible] позволяют глубже прони[illegible] процесс[illegible] в пласте, и создавать наиболее [illegible] [illegible]ния ег[illegible]ванием давления путем [illegible]

Из [illegible] данных видно, что введение в нагнетаемы[illegible] [illegible]ных г[illegible] дать положительный результат и что [illegible]ний 10[illegible] кг/см² должны быть подобраны оптимальные [illegible] действ[illegible] высокие давления могут лишь ослабить [illegible] молек[illegible] взаимодействия и снизить вымывающее действие [illegible] таем[illegible] заводнении. Аналогичные данные нами получены [illegible] иссл[illegible]вания на границе с метаном, где эти закономерности [illegible] выр[illegible]ее. Данные этих работ являются предметом [illegible] ной [illegible]

[illegible]ученные в работе при высоком давлении [illegible] обн[illegible]енные нами в экспериментах, поставленных при ат[мосферном давлении] [illegible], о том, что нефть гидрофобизует поверхность ми[нералов] [illegible]ая же зависимость от концентрации нефти в ра[створе] [illegible] выявлены новые закономерности, связанные [illegible]

Выводы

1. Исследовалась смачиваемость водой кальцита, обработанного одним толуолом и толуольными растворами различных нефтей (ромашкинской, туймазинской, ленинской и бузовнинской) при разных давлениях (от 1 до 350 кг/см²) на границе с азотом и смачиваемость кальцита, обработанного толуолом и 25%-ным раствором ромашкинской нефти в толуоле, в среде углекислого газа, при давлениях от 1 до 50 кг/см².

2. Показано, что в среде азота с увеличением давления до 50 кг/см² смачиваемость водой мало изменяется, затем улучшается, достигает максимума около 150 кг/см², после чего снова снижается и при 250—350 кг/см² становится ниже, чем при атмосферном давлении.

Таким образом, в присутствии нефтяной адсорбционной пленки на поверхности минералов смачиваемость изменяется в зависимости от давления, давая на границе с азотом оптимум смачивания в области давлении 150 кг/см².

В среде углекислого газа смачиваемость кальцита, обработанного 25%-ным раствором ромашкинской нефти в толуоле, тоже улучшается [illegible] повышением давления и при 30—50 кг/см² достигает наибольших значений.

3. При отсутствии нефтяной [illegible] пленки, т. е. после обработки шлифа кальцита чистым [illegible] (на границе с азотом и углекислым газом [illegible]) смачивание [illegible].

4. Полученные данные по [illegible] при [illegible] газовой фазы показа[illegible] нефти [illegible] минеральной среды [illegible] [illegible] отмывки, определ[illegible] и составом газовой фазы

[illegible] нефти АН СССР

Поступило 13 XI 1954

ЛИТЕРАТУРА

[illegible] Физические основы технологии добычи нефти, Гостоп[illegible]

[illegible] Жузе Т. П., Закс С. Л. Исследование [illegible] нефть — газ и влияние на них пород пласта. [illegible] научно-исследовательских работ в области вто[illegible] нефти. Изд. АН Азерб. ССР, Баку, 1953.

[illegible] Поверхностные явления и капиллярные эффекты при движе[illegible] Те же труды, 1953.

[illegible] Результаты исследования пластовых нефтей [illegible]

[illegible] свойств нефтей восточных районов в пластовых [illegible]

[illegible] Гуйман И. М. и Кошевник А. Ю. Влияние [illegible] температуры на поверхностное натяжение нефти. ДАН, LXXXXIV.

[illegible] Установка для измерения поверхностного [illegible] нефтей [illegible] смачивания в пластовых условиях. [illegible] 1954.

[illegible] Смачиваемость твердых тел [illegible] Труды ГИАН, вып. 1, Гостоптехиздат, [illegible]

9. [illegible] горных пород, [illegible] АН СССР, т. 1, вып. 1, 1949.

10. Г е й [illegible] обоснование методов вторичной эксплуатации [illegible] Тр. Ин-та нефти АН СССР, т. 1, вып. 2, 1950.

11. Ш н е [illegible] Васильева Н. П. Влияние нефтей на поверхностные [illegible] входящих в состав нефтяных коллекторов. Тр. Ин-та нефти [illegible] 1954.

12. Г е й [illegible] приемистости нагнетательных скважин. Труды сов[illegible] научно-исследовательских работ в области вторичных мето[illegible] АН Азерб. ССР, Баку, 1953.

13. Г е й [illegible] А. Я., Шнеерсон В. Б. и Фрейман Р. [illegible] сульфокислот (ДС) в применении к добыче нефти. Тр. [illegible] АН СССР, т. VI, 1955.

14. Р е б [illegible] А., Линец М. Е., Римская М. М. и Таус[illegible] [illegible] флотационных процессов. Металлургиздат, М.—Л. 19[illegible]

15. [illegible] транспортир для непосредственного отсчета краевых углов [illegible]. Заводская лаборатория, № 3, 193[illegible]

[illegible]Я АКАДЕМИИ НАУК СССР
[illegible] ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

19[illegible]

[illegible] РЕГЕНЕРАЦИИ ПЫЛЕВИДНЫХ КАТАЛИЗАТОРОВ

[illegible]ВРОВСКИЙ и А. [illegible] РОЗЕНТАЛЬ

[illegible] фракций аромати[illegible] [illegible] образованием кокса, отлага[illegible] [illegible] активную поверхность. [illegible] [illegible] выжиганием кокса в[illegible] воздуха или газов [illegible] пониженным содержанием кислорода в условиях, [illegible] перегрев катализатора с его дезактивацией.

В настоящем сообщении изложены результаты изучения кинетики регенерации пылевидных катализаторов, получивших широкое промышленное применение.

Окисление кокса протекает не только на внешней поверхности частиц катализатора, но и в глубине их макро- и микропор. В процессе регенерации происходит непрерывный выжиг кокса, сопровождающийся изменением величины реакционной поверхности. Скорость изменения концентрации кокса неодинакова по различным точкам частицы вследствие их неодинаковой доступности для кислорода. Это обстоятельство не имеет места при протекании процесса во внутренней кинетической области, [illegible] концентрация кислорода по всей частице становится практически одинаковой и не отличающейся от концентрации в объеме. Уменьшение размеров частиц при прочих равных условиях способствует переход реакции во внутреннюю кинетическую область.

Ниже показано, что на пылевидных катализаторах при обычных температурах регенерации процесс протекает во внутренней кинетической области. В этом случае для расчета процесса достаточно найти порядок реакции по кислороду и закономерности изменения величины реакционной поверхности во времени. Последняя задача эквивалентна определению зависимости величины реакционной поверхности, а следовательно, и скорости реакции от концентрации кокса на частице.

Рассмотрению окисления различных сортов углерода [illegible] большое число исследований, позволивших наметить расчетную [illegible] и установить механизм процесса [1, 2], однако вопросы регенерации катализаторов не получили достаточного освещения.

Кинетика регенерации пылевидных катализаторов [illegible] не описана. В опубликованных работах [3–6] рассм[illegible] ности окисления кокса на алюмосиликатных [illegible] крупных размеров, причем выводы отдельны[illegible] чны.

[illegible] Хагербаумер и Ли [3] изучали регенерацию шарикового катализатора [illegible] движущемся слое. Рассматривая результаты, полученные указанными [illegible] рами, можно заключить, что [illegible] скорость регенерации возра[illegible] при увеличении [illegible] на катализаторе до 3 % весов; [illegible] нейшее повышение [illegible] не меняет скорости регенерации.

Панченков и Гол[illegible] [4] [illegible] регенерацию отдельных гранул катализатора при помощи пружинных кварцевых весов. При содержании [illegible] на катализаторе [illegible] 1,5 % весов и температурах ниже 60[illegible] [illegible] окисления протекала во внутренней кинетической области [illegible] температурах до 520 относительная скорость окисления кокса [illegible] от степени закоксованности катализатора. Порядок реакции [illegible] первым при содержании кислорода в газах до 30 % объем[illegible] [illegible]робным при более высоких концентрациях кислорода. При темп[illegible]ратурах ниже 450° при подаче воздуха происходило увеличение веса катализатора, которое было отождествлено авторами с образованием [illegible]род-[illegible] комплекса на поверхности катализатора. Авторы [illegible] ур[illegible] расчета скорости регенерации катализатора, для использ[illegible] которого необходимо знать две кинетические константы [illegible] обра[illegible] комплекса) и начальное содержание [illegible]

Да[illegible] [illegible] на основании экспериментальных [illegible] частиц природного катализатора [illegible] [illegible] выводу, что скорость регенерации [illegible] [illegible] в квадрату концентрации кок[illegible]

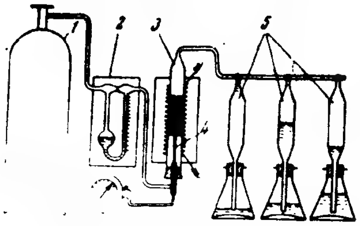
Об[illegible] работ является отсутствие [illegible] [illegible] кокса. Реакции окисления [illegible] [illegible] количества тепла, вследствие [illegible] [illegible] быть выше температуры окружающ[illegible] [illegible] реакции возможно воспламенение [illegible] [illegible] диффузионную область.

Так, [illegible] Панченковым и Гол[illegible] [illegible] на основании которых [illegible] [illegible] скорости окисления [illegible] [illegible] отдельных случаях [illegible] [illegible] скорость реакции [illegible] [illegible] частиц [illegible] [illegible] приближалась к [illegible]

[illegible]ность между [illegible] [illegible] найденная в [illegible] [illegible] концентра[illegible] [illegible]ость, но и [illegible]

[illegible] и экспериментальные результаты [illegible] атмосферном давлении [illegible] [illegible] кварцевого реактора [illegible] [illegible] кожух 3, баллона 1 [illegible] [illegible] Применение прозрачного реактора [illegible] [illegible] слоя. Измерение темпер[illegible]

[illegible] при помощи хромель-алюмелевой термопары с голым спаем [illegible] Реактор, на котором были проведены опыты при повышенных дав[illegible] ниях, представлял собой кварцевую трубку с электрообогревом, зак[illegible] ченную в металлический [illegible] жух. Внутри реактора [illegible] установлен карман д[illegible] термопары.



[illegible] установки для изучения регене- [illegible] катализаторов

Перед началом опы[illegible] аппаратура была заполне[illegible] воздухом. После нагре[illegible] реактора до желаемой те[illegible] пературы через аппарату[illegible] несколько минут пропуска[illegible] ся воздух, а затем произво[illegible] дил последовательный [illegible] проб газа в [illegible] Измерялись [illegible] [illegible] которого происходило наполнение [illegible] [illegible] газа.

[illegible] анализировались на содержание углекислоты, [illegible] По данным анализа рассчитывалось количе[illegible] [illegible]лерода и атомное отношение водорода к углероду в [illegible] причем при определении последней величины коли[illegible] находилось по разности между количеством кислорода в [illegible] свом свободного и связанного кислорода в сухих газах р[illegible]

Из приведенных ниже экспериментальных данных, [illegible] регенерации пылевидных катализаторов, следует, что р[illegible] ния кокса имеет первый порядок по кислороду. В одно[illegible] [illegible]арном случае распределение [illegible] кислорода [illegible] катализатора (для реакции [illegible] порядка) может быть [illegible] уравнения

[illegible]

где v — скорость фильтрации [illegible] координата в направ[illegible] потока; S — величина ре[illegible] поверхности в единиц[illegible] рата; k_1 — постоянная, [illegible] температуры.

Уравнение (1) [illegible] когда изме[illegible] ции происходит за сч[illegible] реакции и сопрово[illegible] менения объема. В [illegible] слое изменение концент[illegible] исходить не только вследствие реакции, но и за счет [illegible] увлекаемого движущимися частицами. На лаборато[illegible] [illegible] осуществлялась при скорости потока, б[illegible] которой слой начинает «кипеть», частицы двига[illegible] большой скоростью, и поток газа [illegible] меньше потока vс. Регенерация [illegible] виях (во времени изменялись [illegible] поверхности), однако за то вр[illegible] через слой, эти изменения [illegible]

[illegible]вать у[illegible] изменения концентраций в потоке [illegible] жущего[illegible] объема газов при регенерации катализатора [illegible] воздух[illegible] [illegible] и интегрируя (1) по высоте слоя (в пре[illegible] получаем:

$$\ln\frac{c}{c_0} = -\frac{k_1 S V_c}{w} \qquad (2)$$

где c_0 — [illegible] кислорода на входе в слой при $lx = 0$; c — то же [illegible] выхо[illegible] $= l$; $V_c = Ft$ — объем слоя; $w = Fc$ — объемная скор[illegible] газа, проходящего через аппарат в единицу времени [illegible] поперечного сечения аппарата.

Из (2) [illegible]

$$\frac{dS}{dg} = -k_1 w \frac{d \ln c}{dg} \qquad (3)$$

где $\bar{g}$ — [illegible] углерода, т. е. количество углерода в единице объема сло[illegible] количество углерода в аппарате. Соотношение (3) испо[illegible] для определения зависимости реакционной по[illegible] концентрации углерода.

При [illegible] экспериментальных результатов опытные значения [illegible] гари[illegible] концентрации, найденные в последователь[illegible] отбор[illegible] приведены к одной и той же температуре T_0 [illegible] [illegible] скорости газа (1 л/мин в условиях [illegible] при [illegible]

$$[illegible] \exp\left(-\frac{E(T-T_0)}{RT_0^2}\right) \lg \frac{c_0}{c} \qquad (4)$$

где (c_0 [illegible] в дутье (21 % объемн[illegible] центр[illegible] объемн.; $V_г$ — объем [illegible] [illegible] — время отбора [illegible] P — [illegible] отбора пробы в ата [illegible] темп[illegible] пробы, c [illegible] значен[illegible] кисл[illegible] температуре T_0 и объеме [illegible] 1 л/[illegible], E — энергия активации [illegible] R — [illegible] моль-град

З[illegible] откладывались на графике [illegible] явл[illegible] разности между средним [illegible] род[illegible] отбора пробы g и количеством [illegible] отбора последней пробы [illegible] ты[illegible]

$$g - g_к \quad \frac{\Delta g_i}{?} \quad \sum [illegible]$$

г[illegible] углерода, сгоревшего [illegible] [illegible] сгоревшего при [illegible] [illegible] (c_0/c) до пересечения [illegible] [illegible] от точки пересечения [illegible] [illegible] среднее количество углерода [illegible] окисления кокса было [illegible] [illegible] катализаторов [illegible] 0,1÷0,25 мм соответственно [illegible]

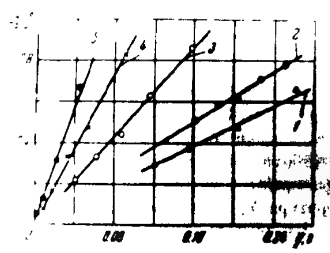
Таблица 1

Регенерация катализатора № 3. Вес катализатора 3.535 г. Содержание углерода на катализаторе до регенерации, g_0 = 0.221 г. Значения $\lg(c_0/c)$ приведены к температуре 600°

Время отбора пробы	Температура	Объем пробы	Анализ газа (объемн. %)			Δg	H/C	$\lg \frac{c_0}{c}$	$\frac{g}{c}$	$\frac{g}{g_0}$
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.650	0.173	0.78[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.640	0.133	0.60[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.555	0.095	0.43[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.368	0.062	0.28[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.215	0.036	0.163
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.116	0.022	0.09[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.076	0.014	0.063
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.042	0.007	0.032

[illegible] при крекинге [illegible] фракций нефти, и на алюмохромовом катализаторе крупностью [illegible] мм, закоксованном при ароматизации [illegible].

В табл. 1 показаны результаты одного из опытов с катализатором № 3 и приведены время отбора пробы, объем пробы при комнатной температуре, температура слоя и анализ газа. При определении количества сгоревшего углерода Δg и атомного отношения водорода к углероду в продуктах сгорания H/C использовались соотношения:



Фиг. 2. Окисление кокса на алюмосиликатном катализаторе № 1 при атмосферном давлении: *1* — 550°; *2* — 570°; *3* — 600°; *4* — 630°; *5* — 665°

$$\Delta g = 0.5 \cdot 10^{-?} V_г \frac{(CO_2) + (CO)}{100}$$

$$\frac{H}{C} = \frac{4\Delta O_2}{(CO_2) + (CO)} \qquad (5)$$

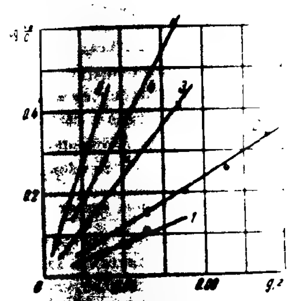
где $V_г$ — объем пробы газа при комнатной температуре; CO_2 и CO — объемный процент двуокиси и окиси углерода в газе; ΔO_2 — число см³ кислорода, [illegible] на окисление водорода при отборе 100 см³ пробы. При содержании в дутье 21 % объемн. кислорода $\Delta O_2 = 1.265\,(21 - CO_2 - O_2 - 0.605\,CO)$. В случае ΔO_2 [illegible] 0.5 численное значение этой величины становилось сравнимым с ошибкой газового анализа, и расчет [illegible] отношения H/C не производился. В табл. 1 приведены значения [illegible], а также g/g_0, [illegible] количество углерода в аппарате перед [illegible] регенерации) и использованные для построения графиков.

На фиг. 2—4 показаны кинетические кривые окисления [illegible] алюмосиликатных катализаторах № 1 и 3, первоначально [illegible] и 6.26 % весов углерода соответственно. Осью ординат [illegible] являются значения $\lg(c_0/c)$, приведенные к объемной [illegible]

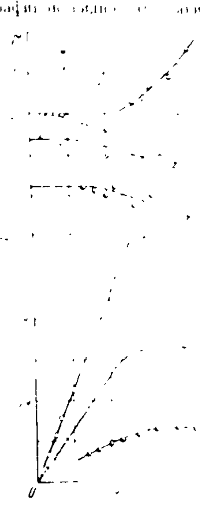
[illegible] условиях регенерации. На оси абсцисс фиг. 2 и 3 отложено среднее количество углерода в аппарате, а на фиг. 4 — относительное количество углерода.

Через слой катализатора № 1 перед началом отбора проб обычно некоторое время проходил воздух и часть кокса выгорала, так что кривые на фиг. 2 и 3 характеризуют регенерацию катализатора, содержащего [illegible] выше 2—2.5 % весов. углерода. [illegible] $\lg(c_0/c)$ от количества углерода в аппарате является линейной как при атмосферном (фиг. 2), так и при повышенных (фиг. 3) давлениях.

Для алюмосиликатного катализатора № 3 с первоначальным содержанием 6.26 % весов. углерода такая зависимость имела место при [illegible]



Фиг. 3. [illegible] кокса на алюмосиликатном [illegible] № 1 при повышенном [illegible]: *1* — 540°, 4.32 ата; *2* — 570°, [illegible]; *3* — 600°, 4.1 ата; *4* — [illegible]; *5* — 650°, 5.0 ата



Фиг. [illegible] алюмосил[illegible]

[illegible] содержании углерода на катализ[illegible] соответствует 2.5—3.0 % весов углерода [illegible] периода регенерации, при высоком содержании [illegible] оказались [illegible] оси абсцисс, причем [illegible] при одном и том же содержании [illegible] 3.1 % [illegible], независимо от температуры.

Кривые, характеризующие окисление [illegible] катализаторе [illegible] и на алюмохромовом [illegible] аналогичны рассмотренным выше [illegible] катализатора № 2 с исходным [illegible] и для [illegible]хромового катализатора [illegible] 1.13 % [illegible] зависимость lg [illegible] [illegible] всего периода [illegible] окисления [illegible] на катализаторе № [illegible] да, [illegible] же вид, как и при [illegible]

Величина ... отношения CO/CO_2 в газах регенерации алюмосиликатных ... в пределах 0.5 – 1.2 при атмосферном ... ениях.

На фи ... отношения $(CO)/(CO_2)$ при ... 2 приведена величина

... отношения CO к CO_2 при концен... газах 10 % объема ... кислорода ... также при ... давлениях

... газах 10 % объема ... возрастает по мере выжига кокса ... по мере ... увеличения содержания кислорода в газах, растет с повышением температуры и падает с увеличением давления.

Таблица 2

Атомное отношение β водорода к углероду в газах регенерации алюмосиликатного катализатора № 1

	94.5	**86.9**	78.8	69.8	63.7
	0.20	**0.10**	0.07	0.06	0.03
	95.5	**86.5**	80.3	71.4	64.5
	0.14	**0.11**	0.06	0.05	0.03

В газах регенерации алюмохромового катализатора окиси углерода обнаружено не было.

На фиг. 4 показано изменение атомного отношения водорода к углероду в газах регенерации алюмосиликатного катализатора № 3. В табл. 3 приведены аналогичные данные для катализатора № 1. Из фиг. 4 и табл. 3 следует, что на алюмосиликатных катализаторах водород выгорает значительно быстрее углерода.

Рассмотрение результатов. При ... кокса на катализаторе ... количества углерода в аппарате ...

(6)

т. е. изменения ... по времени пропорциональны ... и масса кокса является равнодоступной. ... указывает на протекание реакции ... кинетической области.

При высоких содержаниях кокса масса кокса перестает ... ступной, а скорость регенерации не зависит от ... лизаторе.

Для области невысоких содержаний кокса ... нимает вид:

ln ...

$k = k_1 \cdot k_2$ — константа, не зависящая ... кокса на катализаторе ... значения логарифма этой константы ... величины, обратной температуре ... данная зависимость ... ленной.

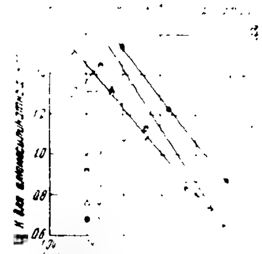
Константы скорости регенерации ... алюмосиликатных катализаторов № 1 ... совпадают, а энергия активации ... деленная по наклону прямых на ... 5, оказалась равной 24 500 ... моль. При прочих одинаковых ... виях скорость регенерации катализатора № 2 несколько выше, чем ... лизаторов № 1 и 3, а величина энергии активации ... 900 кал/моль. ... рость ... алюмохромо... ката... превышает скорос... алюмосиликатных ... Значение энергии ... катализатора 26 000 ...

Совпад... констант для катализатора ... при атмосферном и повышенных давлениях (фиг. 5) однозначно указывает на первый порядок реакции окисления кокса по кислороду.

Изложенный материал показывает ... пылевидных катализаторов ... статочно пользоваться ...

При непрерывной ... читывается количество ... в аппарате ... кислорода в газах ...

При периодической ... количество катализатора ... писать уравнение баланса ...



Фиг. ... станты ... чины ... *1* – алюмос... № 1 ... алюмоси... повыш... ликатный ...

где γ — коэффициент, величина которого находится из стехиометрических соотношений. С учетом (7) уравнение (8) записывается в виде.

$$-\frac{dg}{dt} = \gamma \kappa c_0 \left[1 - \exp^{-\frac{kg}{w}}\right] \qquad (9)$$

Интегрирование (9) позволяет найти количество углерода в любой момент времени. При ... уравнение (9) принимает вид:

$$-\frac{dg}{dt} = c_0 \gamma k g \qquad (10)$$

Уравнение (10) определяет изменение количества углерода в аппа... (...ной частице) при постоянной концентрации кислорода ... твенно ... текует важный практический вывод, что ско... ...растает пропорционально давлению, поскольку про... ...ет концентрация кислорода.

Поступило 24 IV 1954

ЛИТЕРАТУРА

... Л. Н. Цуханова О ... Горение углерода И... АН СССР, 1949.
Цуханов ... Окисление углерода. ДАН XXVIII, № 1, 1960.
Hagerbaumer W. R. and Lee Russell. Combustion of Coke Dep... on Synthetic Bead Catalyst, Petroleum Refiner v. 26, No. 6, 1947.
Панченков Г. М. и Голованов Н. В. Кинетика регенерации алюмосиликатных катализаторов. Изв. АН СССР, ОТН, № 10, 1951; № 3, 1952.
Dart G. C., Savage R. T., and Kirkbride C. G. Regenerat... Characteristics of Clay Cracking Catalyst, Chemical Engineering Progress, v. ... No. 2, 1949.
Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. Изд. АН СССР, 1947.

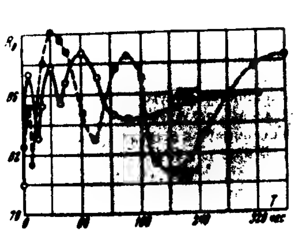
... АКАДЕМИИ НАУК СССР
... ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК
№ 6 195[illegible]

О ПЕРИОДИЧНОСТИ РАСПАДА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

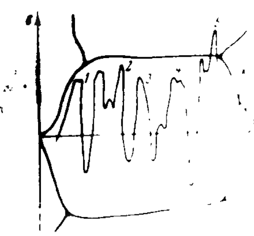
В. И. ПРОСВИРИН
(Москва)

Иногда при дисперсионном ра... ...жаропрочных сталей удавалось наблюдать интересные ... периодичность стадий ...ность) распада твердых растворов. ... мы связываем с наблюдающейся периодичностью в изменении ... после изотермического нагрева, которая косвенно указывала ... выделении из твердого раствора вторичных фаз, так и на их растворение. Эту периодичность мы замечали в изменении микроструктуры, твердости парамагнитной восприимчивости (фиг. 1), где приведено дисперсионное твердение стали ЭИ69 при 650° и стали ЭИ257 при 450°, T — продолжительность нагрева (в часах), R_B — твердость.

Ниже делается попытка объяснить это явление, исходя из предположения, что каждое микрозерно метастабильного твердого раствора аустенита в реальных ... гомогенно по микроструктуре и гетерогенно по составу.



Фиг. 1.



Фи...

В любом направлении микрозерна концентрация ... значительно колебаться от среднего химического ... сторону. Эту концентрационную ... ...ционных максимумов 1, 2, ..., м...

Концентрационная величина ... пределах. Наряду с существ... превышающей среднюю конц... ...мы с меньшей концентр... ...ить «концентрационной ... фиг. 3, где по верти... (%) в данном объеме, а по г... что максимумов с минимал... чем максимумов с какой-ли... концентрационных максимумо... τ_{max}, которая в зависимости от ... обработки будет располагаться ... твердого раствора, т. е. может ...

При распаде твердого раствор... кристаллов второй фазы будет ...

[illegible], Н. Н. [illegible],
[illegible]

[illegible] РАСПАДА La^{140}

1. [illegible]

[illegible] распада La^{140} посвящено много работ [1—26, 40]. [illegible] этих [illegible] можно резюмировать в следующих [illegible]

1. **Период полураспада** La^{140}. Он измерялся в [illegible] [1—13]. Наиболее точными были, повидимому, измерения [illegible] в работе [13]: $T = 40{,}22 \pm 0{,}02$ часа.

Обычно встречающийся в лабораториях лантан [illegible] отделимые примеси, главным образом редких [illegible] получаемый по реакции (n, γ), часто оказывается [illegible] ми радиоактивными веществами. Отделение лантана [illegible] облучения затруднительно; это, вероятно, и привело к [illegible] определений периода. Однако достаточно чистый лантан после облу[illegible]ния нейтронами дает активность, спадающую [illegible] на протяжении 320 час [8].

Распад La^{140}, полученного при облучении лантана дейтонами, прослежен на протяжении 11 периодов [13] и оказался простым.

La^{140} может быть химически выделен из растворов, содержащих Ba^{140}, получающийся при делении тяжелых элементов. Распад La^{140}, полученного этим путем, прослежен на [illegible] час [13] и также оказался простым.

Образование La^{140} [illegible] Ba^{138} тепловыми нейтронами: последовательн[illegible] приводит к Ba^{140}, из которого возникает La^{140} [illegible]

2. **Непрерывный β-спектр** [illegible] исследован при помощи магнитных спектрометров [illegible] [9, 14—16]. Совпадающие выводы этих работ сводятся [illegible]

а) верхняя граница самой [illegible] β-спектра лежит между 2,12 и 2,26 MeV, согласно [9] $E_{гр} = 2{,}20 \pm 0{,}02$ MeV;

б) относительная интенсивность этой компоненты составляет 7—10%, согласно [9] $8 \pm 1\%$;

в) график Ферми для La^{140} криволинеен почти на всем своем протяжении.

Положение и относительная интенсивность мягких компонент β-спектра по упомянутым работам различны. Повидимому, можно считать достоверным, что имеются компоненты с энергией 1,6—1,7 MeV и 1,3—1,4 MeV.

В последних двух работах [9, 16] даны следующие компоненты:

Башилов и др. [9]			Пикон и др. [16]		
$E_{гр} = 2{,}20 \pm 0{,}02$	MeV	($8 \pm 1\%$)	$E_{гр} = 2{,}15$	MeV	(7%)
$= 1{,}62 \pm 0{,}02$	»	($14 \pm 1\%$)	$= 1{,}67$	»	(10%)
$= 1{,}36 \pm 0{,}02$	»	($30 \pm 2\%$)	$= 1{,}34$	»	(45%)
$= 1{,}15 \pm 0{,}03$	»	($20 \pm 1\%$)	$= 1{,}10$	»	(26%)
$= 0{,}88 \pm 0{,}03$	»	($12 \pm 2\%$)	$= 0{,}83$	»	(12%)
$= 0{,}42 \pm 0{,}04$	»	($16 \pm 2\%$)	—		

[illegible] на Совещании [illegible] февраля 1954 г. В статье в дискуссии учтены [illegible] работ.

Уточнение границ и относительных интенсивностей [illegible] сложного β-спектра не может быть сделано непосредственно [illegible] спектра, так как неизвестна истинная форма спектра [illegible], которые нужно вычитать, чтобы найти мягкие. В этом случае [illegible] экспериментальное выделение парциальных β-спектров при [illegible] β – γ-совпадении может дать достаточно однозначные сведения.

Для наиболее жесткой компоненты β-спектра La^{140} $fT \sim 10^{?}$, что [illegible] свидетельствует о том, что распад сильно запрещен. Для более мягких компонент fT меньше, но все же превосходит $2 \cdot 10^{7}$, и, следо[illegible] [illegible] являются запрещенными.

[illegible] электроны La^{140}. γ-Излучение La^{140} [illegible] работе Корка и др. [17] замечены кон[illegible] [illegible] пятнадцати γ-линиям. Однако все [illegible] малую интенсивность. Сопоставление [illegible] и Ba^{140}, находящегося в равнове[illegible] [illegible] количества конверсионных элек[illegible] [illegible]. Более точное число ко[illegible] [illegible]. Согласно [9] суммарное [illegible] интервале 200 ÷ 2000 keV [illegible] до 200 keV, согласно [illegible] этого числа. Таким образом, [illegible] в 3% распадов, [illegible] конверсионных [illegible]

[illegible] линий до на[illegible] определялись только по фотоэлектронам [14, 16, [illegible] фотонейтронам и фотопротонам [14, 15, 18, 19, 21—24]. Ре[illegible] табл. 1, они весьма противоречивы.

Таблица 1

[illegible] интенсивности γ-линий La^{140}, измеренные различными авторами по фотоэлектронам и фотонейтронам

[illegible]	Оберн и Пик [illegible]	Милл [illegible]	Ролл и Вил[illegible]	Баннерман и др. [illegible]	Пинон и др. [16]
[illegible]			[illegible]	[illegible]06	0,10
[illegible]			[illegible]7	0,59	0,10
[illegible]			1	0,20	0,10
[illegible]			[illegible]	1,00	1,00
			[illegible]58	0,05	—

[illegible] изучались в 5 работах [14, 20, 21, 25, [illegible] полученных при помощи счетчиков, не рас[illegible] [illegible], можно сделать только тот вывод, [illegible] совпадения мало зависят от фильтрации β-ча[illegible] [illegible] с двумя кристаллическими счетчиками, [illegible] лучей по энергии. В результате был полу[illegible] [illegible] лучи с $h\nu = 1,60$ MeV дают β — γ-совпадения [illegible] β-частицами.

[illegible] совпадения. Они отмечались в работах [14, 21, [illegible] по энергиям изучались только в работах [20, 26]. [illegible] линии с $h\nu \approx 816$ и 1597 keV дают γ — γ-совпадения [illegible] корреляция совпадает с теоретически рассчитанной для [illegible]

[illegible] 4—2—0. [illegible] 1597 keV [illegible] keV, но не дают [illegible] последнее утвержде[illegible] [illegible] схеме γ-линия [illegible] со слабой линией $h\nu \approx 926$ keV.

[illegible] Эти схемы предлагались трижды [15—17] [illegible] Корка и др. [17] явно противоречат [illegible] Пинона и др. [16] (1954) в основных чертах совпадает со схемой, вытекающей из настоящей работы [illegible] распада La^{140} будет подробнее обсуждена в параграфе 4

2. Исследование γ-спектра La^{140}

Спектр γ-лучей La^{140} был исследован нами при помощи [illegible] γ-спектрометра, использующего электроны отдачи [27, 28] [illegible] измерения (две серии) произведены в условиях, близких к тем [illegible] были осуществлены при исследовании γ-спектров: Fe^{59} [29] [illegible] Cu^{64} [31], Br^{82} [32], Cs^{134} [33], Sb^{124} [34], Ag^{110} [35], Ir^{192} [illegible]

Мишенью служила целлофановая пленка толщиной ~50 μ (6,15 мг/см[illegible]); обе щели спектрометра были шириной 2 мм. В первой серии измерений прибор был наполнен чистым гелием (32 см рт. ст.), а окна [illegible] счетчика были заклеены целлофановой пленкой толщиной 17 μ (те [illegible]

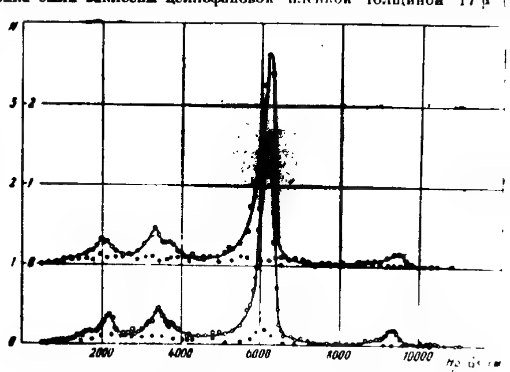
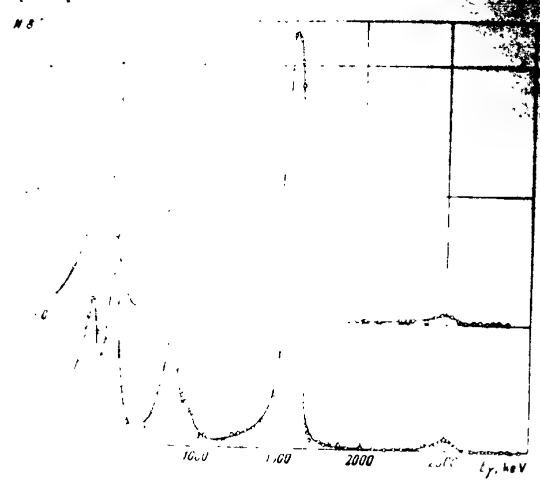


Рис. 1. γ-Спектр La^{140}. Экспериментальные кривые: вверху — [illegible] серия измерений, внизу — вторая

условия, что в работах [29—35а]); во второй [illegible] наполнялся смесью гелия и метана (96% He и 4 [illegible] CH_4 [illegible] лении 32 см рт. ст.), а окна счетчиков для [illegible] электронов заклеивались более тонкими целлофановыми [illegible] (1—2 μ). Эти изменения условий привели к тому, что [illegible] работать устойчивее, а полуширина γ-линий немного [illegible] [illegible] 13% при $h\nu = 815,6$ keV она стала равной 10,5 [illegible] [illegible] при энергии γ-лучей 250 keV, в то время [illegible] [illegible] 400 keV.

[illegible] получения служил La_2O_3, облученный нейтронами [illegible] [illegible] 1,9 г, во второй — 2,5 г; источник — диск ⌀ [illegible] мм

На рис. 1 изображены экспериментальные [illegible]
На оси абсцисс отложена величина $H\rho$, на оси [illegible]
дений в единицу времени. Светлые точки — число [illegible]
шени, находящейся в пучке, черные точки — фон, т. [illegible]
ний при опущенной мишени.



[illegible] спектр, что на рис. 1, но в обработанном виде

[illegible] тот же спектр в обработанном виде учтен фон, [illegible] равным интервалам энергии [illegible] и разной эффек- [illegible] и после этого [illegible] линии разло-

Таблица 2

[illegible] измерения энергии и [illegible] при помощи ритрона

		Число квантов на 100 распадов (см. стр. 260)
	[illegible]	18
	[illegible]	39
	[illegible]	35***
	[illegible]	11
	1,[illegible]	94
	[illegible],058	5,5
	[illegible],002	<0,2.

[illegible] ней, в скобках указаны значения энер- [illegible]
*** [illegible] (см. ниже).
[illegible] принадлежат линии 751,8 keV, наблюдавшейся [illegible]

[illegible] энергии,
[illegible] Ag[illegible],
[illegible] компоненты
[illegible], вероятно, в ко-
[illegible] прибора (до 14% для
[illegible] чувствительность прибора (по [illegible] после чего все компоненты были [illegible]

[illegible] по положению пиков (пересечени[illegible] [illegible]) по градуировочной кривой, приведенн[illegible]
Относительные интенсивности γ-линий даны в табл. 2

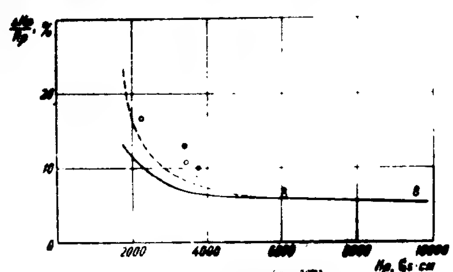


Рис. 3. Относительная [illegible] спектральных линий La^{140}. Черные [illegible] кривая относятся к первой [illegible] точки и сплошная кривая — [illegible]; кривые [illegible]

На рис. 3 изображена [illegible] полуширины линии для условий первой и второй [illegible] La^{140} от энергии γ-лучей. Кривые заимствованы из [illegible]; на кривые нанесены точки, соответствующие наблюдающимся линиям La^{140}; точки лежат выше соответствующих кривых, что, вероятно, связано с большой шириной источника γ-лучей. Для проверки того, что все изучавшиеся линии не принадлежат примесям, измерения их интенсивности производились повторно несколько раз на протяжении приблизительно 80 час. В результате можно было [illegible]

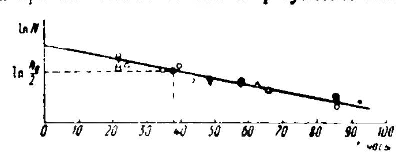


Рис. 4. Кривая распада La^{140}. Различные точки относятся к разным γ-линиям

делить период спадания интенсивности для каждой линии. Результаты даны на рис. 4; прямая линия соответствует периоду полураспада 40 час, а точки относятся к различным γ-линиям.

Дополнительная серия измерений с толстой мишенью

На кривых рис. 1 и 2 нет указаний на существование слабой γ-линии с энергией 2,9 MeV, замеченной ранее в опытах с фотопротонами [23]. Мы попытались проверить существование указанной линии и с этой

[illegible] провели серию измерений в [illegible] поставлена бериллиевая мишень толщиной [illegible] расширены до 7 мм. В этих условиях [illegible] (приблизительно в два раза на линии 1597 keV), [illegible] резко возрастает: скорость счета на вершине линии [illegible] растает в 22 раза, а площадь линии — в 47 раз.

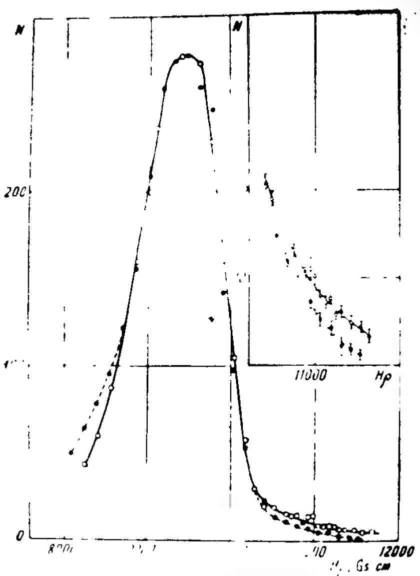


Рис. [illegible] точки и сплошная кривая [illegible] La^140^ [illegible] Чер[illegible] keV ThC″ [illegible]

Экспериментальные ре[illegible] рис. 5. Линии с энергией [illegible] 2000 keV на [illegible] можно, что она малоинтенсивна и нах[illegible] $h\nu$ [illegible] 2535 keV. Для выяснения этой возмо[illegible] [illegible]довать этот спад количественно. Для [illegible] условиях известную линию $h\nu$ [illegible] 2614 keV [illegible] форма у близких по энергии линий 25[illegible] keV [illegible] одинакова. Пользуясь этим предположением [illegible] 2614 keV ThC″ в экспериментальную кривую [illegible] keV La^140^. Эта вписанная линия изображена на [illegible] При $H\rho > 10\,300$ Gs·cm ход кривых различен [illegible] $H\rho$ [illegible] Gs·cm изображена в увеличенном масштабе в верхней части рис. 5. Различие кривых лежит за пределами статистических колебаний. Однако неопределенность, связанная с вычитанием кривых для линий 2535 keV La^140^ и 2614 keV ThC″, не позволяет указать энергию и относительную интенсивность жесткой линии.

[illegible] keV, а [illegible] и соот[illegible] La^140^.

[illegible]

[illegible] линии были обнаружены [illegible] и по фотонейтронам.

3. [illegible] γ-линий убывает с периодом, близким к 40 [illegible] все эти линии принадлежат La^140^.

3. Энергия γ-лучей измеряется точнее всего по конверсионным электронам; конверсионные линии получаются обычно более узкими, чем линии фотоэлектронов или электронов отдачи; поэтому в дальнейшем мы принимаем для энергий значения, приведенные в последней работе Корка и сотр. [17] (см. табл. 4, стр. 264). Шкалы магнитного спектрометра Корка и кристаллического спектрометра Дю Мо[illegible] совпадают с точностью до ±0,2% [36, 37]. Хедгран и Линд [38] измеряли энергию фотоэлектронов La^140^ при помощи β-спектрометра с [illegible]ной фокусировкой и получили значения, совпадающие с данными Корка с точностью 0,06%. Можно считать, что энергии линий, [illegible] Корком, известны с погрешностью, не превышающей 0,1%.

Данные, полученные А. А. Башиловым и др. [9], совпадают с данными Корка в пределах 1%. Данные, полученные на ритроне [illegible], расходятся с данными Корка более чем на 2,2%.

4. Относительные интенсивности γ-линий, измеренные нами, вероятно, ближе к истинным, чем полученные по фотоэлектронам [14–16, 18, 19], так как линии разделяются лучше, а спектральная чувствительность ритрона определяется более точно.

4. Обсуждение схемы распада La^140^

1. Построение схемы распада La^140^ представляет собой трудную задачу, так как β-спектр La^140^ сложен и недостаточно хорошо разделен на компоненты, γ-спектр изучен не во всем необходимом интервале энергий, а конверсионный спектр очень сложен, и многие его линии наблюдаются только фотографическим путем. Рационально в таких случаях наметить сначала те пути, по которым происходит подавляющее большинство распадов, построить «скелет» схемы распада, а затем уже, [illegible] мере возможности, дополнить схему переходами, имеющими [illegible]ность.

2. В γ-спектре La^140^ имеется, повидимому, [illegible] щихся более чем при 10% распадов. Это линии [illegible] 815,6, 926 и 1597 keV. Все остальные линии [illegible]ность; в отношении мягких линий это доказано [illegible] в отношении жестких ($h\nu$ > 300 keV) это доказано [illegible] γ-спектров.

γ-Линия с $h\nu$ = 1597 keV является, бесспорно, [illegible] Пытаясь связать данные относительно этой линии [illegible]де, мы можем опереться на прямое утверждение Р[illegible]го [26], изучавших β — γ-совпадения в La^140^: «[illegible] γ-лучи с энергией 1,60 MeV дают совпадения с [illegible] β-частицами». Робинсону и Маданскому было [illegible] жесткая компонента β-спектра La^140^ (~2,2 MeV) [illegible] всего 8%, и тем не менее в своей заметке они [illegible] что γ-переход $h\nu$ = 1597 keV происходит вслед за этим [illegible]ходом.

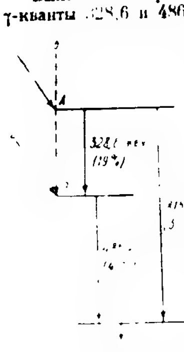
Ввиду того что многие дальнейшие выводы настоящей [illegible] [illegible] на это наблюдение Робинсона и Маданского, очень желательно, чтобы оно было проверено.

4. Среди приведенных в ... один случай, когда сумма ... совпадает с энергией квантов ...

$$328{,}6+486{,}4=815{,}0\approx815{,}6 \ldots$$

Повидимому, мы встречаемся здесь с ... кадного переходов (рис. 6).

Выясним теперь вопрос, в какой последовательности ... γ-кванты 328,6 и 486,4 keV. Сопоставим сведения об их ...



В данных по фотоэффекту (см. табл. ...) наблюдается очень большой разброс, но ... отношение интенсивностей этих линий ... является совпадающим с найденным ... (см. табл. 2).

Таким образом, несомненно, что γ-линия с $h\nu =$ 486,4 keV много интенсивнее, чем линия с $h\nu =$ 328,6 keV.

Основываясь на приведенном соотношении интенсивностей, мы должны заключить, что γ-переход с $h\nu =$ 486,4 keV происходит между уровнями B и C (рис. 6), т. е. вторым в каскаде. Если бы он был первым, то в γ-спектре La^{140} обязательно должна была бы существовать γ-линия, которая разряжала бы состояние B; она должна начинаться на уровне B и иметь интенсивность, приблизительно равную интенсивности линии с $h\nu = 486{,}4$ keV. Этой линией не может быть γ-линия $h\nu = 1597$ keV, так как эти γ-кванты дают совпадение с ... keV, а других достаточно интенсивных линий в ...

... интенсивный переход с $h\nu = 486{,}4$ keV происхо... мы ... сделать вывод, что среднее состояние B возни... в результате γ-перехода с уровня A, но также либо при ... непосредственно на этот уровень (пунктир a на рис. 6), либо ... с какого-то верхнего уровня (пунктир b на рис. 6). ... мы рассмотрим в п. 7.

5. ... Линии с энергией 1597 ... keV дают γ – γ-совпадения; ... группа линий рис. 6 ли... ... ей. Обратим внимание на ... линий 815,6 и 486,4 keV, со... ... γ-линии 1597 keV.

... линии рис. 6 на схеме ниже ли... нии ... keV, ... высвечиваются состояния, ... Ведь все другие γ-линии, ... $h\nu$ ... вместе, имеют интенсивность ... линии $h\nu = 1597$ keV, т. е. ... ются в ... 4% распадов, а компоненты ... тра, более мягкие ... идущая на уровень 1597 keV ... никают в результате ... 92% распадов. Это заставляет нас ... жить указанную группу линий рис. 6 на схеме ниже γ-... $= 1597$ keV.

Так как других γ-линий с измеримой ... располагаем эту группу на схеме непосредственно ... $= 1597$ keV. В этом пункте мы отвергаем схему ...

... La140 ... этой схеме, ... 1597 = 3600 keV. ... выяснить число ... на один распад для ... рис. 7.

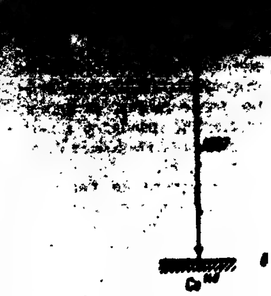


Рис. 7. Скелет схемы распада La^{140}

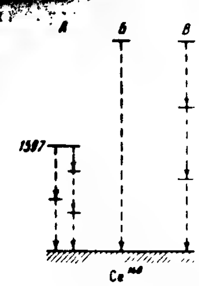


Рис. 8. К схеме распада La^{140}

γ-Линия с $h\nu = 1597$ keV дает, согласно [26], совпадения с самыми быстрыми β-частицами. Но дает ли она совпадения со всеми остальными β-частицами La^{140}? Ответ ... на этот вопрос ... тем совпадения не со всеми β-... могут быть в трех случаях:

А) если уровень 1597 keV ... , помимо γ-линии $h\nu = 1597$ keV, путем каскадного ... двух или трех ... (рис. 8, случай A);

Б) если какое-нибудь из верхних состояний Ce^{140} разряжается ... ным переходом на основной уровень Ce^{140} (рис. 8, случай $Б$);

В) если какое-нибудь из верхних состояний Ce^{140} разряжается ... ным переходом, не содержащим γ-линию с $h\nu = 1597$ keV (рис. 8, случай B).

Рассмотрим все эти случаи.

В случае А в γ-спектре должны наблюдаться две линии ... сумма энергий которых была бы равна 1597 keV. Анализ ... ного списка известных γ-линий (см. табл. 4, стр. ...) ... вает, что никакая пара значений $h\nu$ не дает в сумме 1597 keV ... данных точности 2 keV). Однако существует одна тройка ... же близкую величину

$$241{,}4 + 431{,}3 + 926 = 1598{,}7 \text{ keV}$$

... может быть и случайным; вероятность ... приходится ... большое число ... каскада пока ... интенсивность; она возникает в ... (см. табл. 4); поэтому и сам каскад не ...

может происходить более чем при 2,6% распадов; ...
пренебречь.

В случае Б должны наблюдаться γ-линии более ... 1597 keV. Такие линии в γ-спектре действительно есть: $h\nu$ = ... 1597 keV) и, может быть, $h\nu$ = ... 0,8 от интенсивности линии 1597 keV) ... от интенсивности линий 1597 keV). Можно сказать с ... идут «параллельно» линии 1597 keV, а не «последовательно» ... линия 1597 keV не дает γ — γ-совпадений ни с какими ... 20,

... неопределенным, чем А и Б, так как с ними ... энергии. Однако после того ... $h\nu$ = 328,6, 486,4, 815,6, 1597, 2535 ... интенсивной γ-линии $h\nu$ = 918 (926) keV ... 7 keV, которой не с чем образо- ... сравнительной интенсивно- ... линии являются ... распадов может ... 926 keV, то ... каскадов ... распадов, ... распадов ... , и ... перехо- ... и уровень ...

... keV ...

... интенсивности для линии 1597 keV ... каскадных переходов ... для ... на измерениях интенсивности ... keV. ... относительным интенсивностям ... keV можно ... на распад ...

... линии ... на ... энергию ...

Рассмотрим ... спектрах ... переходам ... энер- ... перехо- ... линиям ... 109,2,

... линиями, ... рассматривае- ... 110 и 926 keV ока-

... относительно энергии ... позволяет локали- ... Любопытно, что если ... уровня оказалась равной

... energy ... по энергии ... в γ-спектре и помещенными ... совпадение может быть и случай-

..., внесенных в предыдущем пункте в ... вид, изображенный на рис. 9. Возни- ... вопрос, не получаются ли наблюдающиеся в спектре ... электронов дополнительные линии при переходах между ... изображенными на рис. 9. Пересматривая все возможные ... между уровнями на этой схеме, мы не находим ни одного ... в пределах хотя бы 5 keV совпал с остающимися вне ...

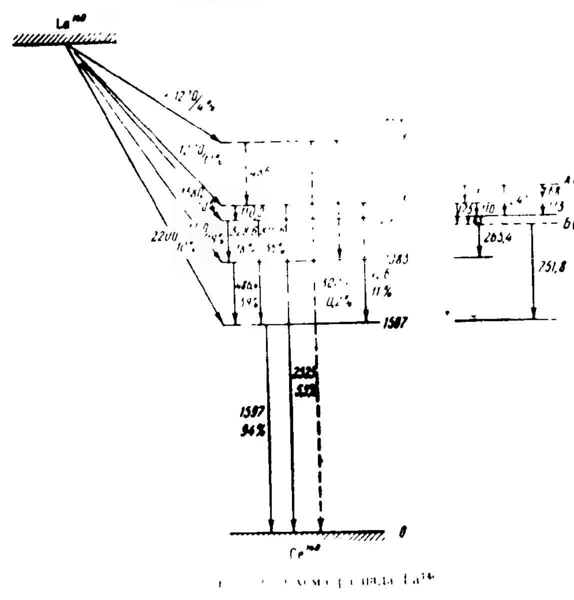


Рис. 9. Схема распада La^{140}

линиями Корка ... 68,7, 110,4, 173,0, 241,1, 265,4, 431,3, 751,8, 1904 keV.

Для того чтобы поместить в схему ... дополнительные уровни. В ... схеме, получились равенства

68,7 + 173,0 = 241,7 ...
110,4 + 130,7 = 241,1 ...
265,4 + 486,4 = 751,8 ...

указывающими на каскадные переходы. Для ... уровня, отмеченных на рис. 9 буквами А и Б, ...

линий Корка; но расположение [illegible] 431,3 и 1904 keV остается неясным.

10. Перейдем теперь к подсчету баланса [illegible] ных уровней Ce^{140}.

Так как в п. 7 уже установлено, что γ-линия с $h\nu = 1597$ [illegible] [illegible] в 94 [illegible] распадов, то интенсивности всех оставшихся γ-[illegible] [illegible] непосредственно в процентах распадов. [illegible] приве[illegible] графе табл. 2

11. [illegible] 7 keV Ce^{140} должно приводить 94 ± 9% [illegible] Из них [illegible] на самую жесткую компоненту β-[illegible]. Остальные [illegible] быть связаны с γ-линиями 486,4 (39%), [illegible] (35%) и 920 keV [illegible].

Сумма [illegible] составляет 85%, что прекрасно согласуется [illegible] keV [illegible] 1597 keV можно считать хорошо сбалансированным.

12. [illegible] keV [illegible] С него уходит 39% распадов. На него [illegible] [illegible] β-спектра (согласно [9] [illegible] в 18% распадов, 14 [illegible] E (рис. 9), появляю[illegible] [illegible] Сумма поступлений [illegible] [illegible] сбалансирован удовлетвори-[illegible]

13. [illegible] уровень 2413 keV. С него уходит γ-линии ($h\nu$ = 328,6 [illegible] keV [illegible] в 53% распадов, и, может быть, слабая ли[illegible] [illegible] приходят: а) третья компонента β-спектра согласно [illegible] keV [illegible] 2%) распадов; б) малоинтенсивные γ-лучи с [illegible] быть, γ-лучи с $h\nu = 241$ и 173 keV, суммарная [illegible] согласно [17] и табл. 4 не превосходит 3,5%. [illegible] наблюдается значительный дефицит в числе прихо[illegible] соблюдения баланса интенсивность β-компоненты [illegible] ~ 30 [illegible] распадов.

[illegible] keV уходят γ-линии с $h\nu = 110$, 926 и 2523 keV, [illegible] сложности в ~17% распадов. Неизвестно, при[illegible] уровень какие-либо γ-линии (может быть, линия $h\nu$= [illegible] уровня [illegible] (рис. 9) или линия $h\nu$=486 keV с гипотетическо[illegible] keV [illegible] во всяком случае они малоинтенсивны. Мы будем [illegible] в 17% происходит в результате β-распада.

[illegible] [9] 48 [illegible] β-распадов La^{140} [illegible] возбужден[illegible] на 252 keV. Между [illegible] с отно[illegible] схему перехо[illegible] между более низкими уровнями [illegible] линии могут [illegible] табл. 3 [illegible] распадов. Таким образом [illegible] высокие уровни; [illegible] на фермиев[illegible]

16. [illegible] интенсивности β-ком[illegible] [illegible] баланса интенсив[illegible]

[illegible] получены совершенно [illegible] могут считаться точ[illegible] [illegible] электронов они согласуются [illegible] быстро нарастает при [illegible]

17. [illegible] перехода с $h\nu$ = 1597 keV. Эмпириче[illegible] [illegible] [59] заставляет предполагать, что [illegible] четными Z и N, должен быть [illegible] переход $h\nu$ = 1597 keV должен быть элек[illegible] [illegible]. Опыты Бишопа и Жорба [40], изучавших

[illegible] и 1597 keV) и ([illegible] и 1597 keV) [illegible] (328,6 + 486,4 + 815,8) и 1597 keV, [illegible] +2 и +4 первым двум уровням [illegible] конверсионных электронов линии 1597 keV, [illegible] и др. [9], указывало на больший коэффи[illegible] [illegible] для перехода типа $E2$; однако контр[illegible] [illegible] число было завышено.

Таблица [illegible]

[illegible] различных компонент β-спектра La^{140}

(ориентировочные данные)

По [illegible] β-спектра [illegible] (Бальмер и др. [9])		По балансу интенсивности в схеме распада	
энергия, keV	%	энергия, keV	[illegible]
1	2	3	4
2200 ± 20	8	$E_{гр}$ 2200	~ 10
1620 ± 20	14	= 1710	~ 19
1360 ± 20	30	1380	~ 50
1150 ± 30	20	1270	17
860 ± 30	12	1270	[illegible]
420 ± 40	16		

Резюмируя, мы склонны считать, что имеющиеся данные благоприятны для приписания уровню 1597 keV Ce^{140} типа +2. На это же указывают данные об интенсивности γ-лучей Pr^{140} (см. стр. 287).

Вопрос о мультипольности других переходов, о типе второго и более высоких уровней возбуждения Ce^{140} и основного состояния La^{140} следует считать пока открытым.

18. Рассмотрим теперь вопрос об интенсивности переходов, наблюдавшихся по конверсионным электронам, но не наблюдавшихся по γ-лучам.

В работе Корка и др. [17] приведены относительные интенсивности конверсионных линий. Эти значения могут считаться только ориентировочными; мы используем их для оценки максимальной возможной интенсивности этих линий.

В графе 2 табл. 4 выписаны экспериментальные данные относительно [illegible] конверсии на K-оболочке.

Обозначим интенсивности γ-линии, выраженные в числах квантов на распад буквами p_i, коэффициенты конверсии на K-оболочке буквами α_i, а интенсивности конверсионных электронов [illegible] на распад) — буквами n_i, тогда

$$n_i = p_i \alpha_i$$

Если для одной γ-линии мы знаем мультипольность [illegible] на распад, то для остальных можем вычислить [illegible] [illegible]ную мультипольность по формуле:

$$p_i = p_0 \left(\frac{n_i}{n_0}\right) \frac{\alpha_0}{\alpha_i}.$$

Если затем мы сделаем относительно мультипольности и [illegible] такое предположение, при котором α_i — минимально (допустим [illegible] электрический дипольный переход), то получим максимальн[illegible]

Таблица 4

Максимальная возможная интенсивность γ-линий, не наблюдавшихся в γ-спектре, но ожидаемых на основании конверсионного спектра Корка

$h\nu$, keV	[illegible]	Теоретические коэффициенты конверсии на K-оболочке, умноженные на 100, для разных мультипольностей	E2	E3	E4	M1	M2	M3	M4	Интенсивность γ-линий, выраженная в % (при $h\nu$ = 1597 keV — [illegible]), для линий типа			M1	M2	Максимально возможная интенсивность γ-линий, %
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
[illegible]				—	—	78	—						0,11	—	0,4
[illegible]					—	78	—				[illegible]		0,03	—	0,1
[illegible]					—	30	—				[illegible]		0,1	—	1,0
173,0				51	350	23	91	570	3160	[illegible]	0,2	0,05	0,2	0,05	0,8
241,4				28	97	8,9	43	138	1680	2,6	0,8	0,2	0,7	0,2	3,6
265,4	[illegible]		[illegible]	21	65	6,8	34	93	450	4,2	1,0	0,3	10	0,2	4,9
431,3	20	1,44	1,58	3,9	10,3	1,55	7,1	16,4	54	10	3,2	1,1	2,8	0,6	[illegible]
751,8	10	0,138	0,55	0,76	1,56	0,48	1,47	3,4	7,1	16	6,3	2,9	4,6	1,5	1,5
1904	10	0,024	0,046	0,090	0,14	0,056	0,121	0,19	0,23	92	48	25	40	[illegible]	18
1597	30	0,033	0,069	0,129	0,22	0,092	0,19	0,35	—	—	—	—			

* Значение, основанное на опытах с фотоэлектронами.

** Значение, основанное на экспериментальной кривой р[illegible]

[illegible] табл. Росс и приве-

б) [illegible] keV, полученное для перехо-да типа [illegible];

в) экспериментальное значение [illegible] по Корку и др. [17];

г) для линии $h\nu = 1597$ keV принято $p_0 = 94$ %.

Если считать, что переход с $h\nu = 1597$ keV является электрическим квадрупольным ($E2$), то для p_i получаются значения, приведенные в графах 11—15 табл. 4.

Рассматривая табл. 4, мы видим, что:

1) Для γ-линий с энергией 109,2, 110,4, 130,7, 173,0, 241,4 и [illegible] все p_i меньше 4,2 % и, следовательно, каждая из этих [illegible] условно появляется меньше чем в 4,2 % распадов (как это было [illegible] нами в п. 2 и табл. 4).

2) Для γ-линий с $h\nu = 431,3$ keV $p(E1) = 10$ [illegible], если бы переход был типа $E1$, то наблюдающееся количество конверсионных электронов могло бы появляться только при [illegible] ходящем в 10 % распадов. Столь интенсивная [illegible] замечена в спектрах фотоэлектронов, так как имела бы [illegible] же интенсивность, как линия $h\nu = 328,6$ keV, и отстояла [illegible] далеко от всех других линий; она была бы замечена и на ритроне; следует думать, что это — переход более высокой мультипольности, чем $E1$, и, следовательно, интенсивность γ-лучей меньше 3,2 %.

3) Линии 751,8 и 1904 keV при переходах типа $E1$ имели бы столь большую интенсивность, что безусловно были бы замечены на ритроне; следовательно, если такие переходы существуют, то имеют либо значительно бо́льшую мультипольность, чем $E1$, либо значительно меньшее число конверсионных электронов на один распад.

5. Распад $La^{140} \to Ce^{140}$ и теория оболочек

Очень большая энергия возбуждения у первого уровня Ce^{140} может показаться удивительной: как правило, в области $Z > 50$ первое возбужденное состояние имеет энергию меньше 500 keV. Особое положение Ce^{140} объясняется тем, что в этом ядре 82 нейтрона — заполненная нейтронная оболочка. В ядрах с заполненными оболочками первый [illegible] всегда лежит аномально высоко. Это хорошо видно на рис. 1[illegible], заимствованном из статьи Гольдгабера [41]. Ce^{140} расположен как раз на вершине одного из максимумов. Форд [42] объясняет кривую рис. 1[illegible]

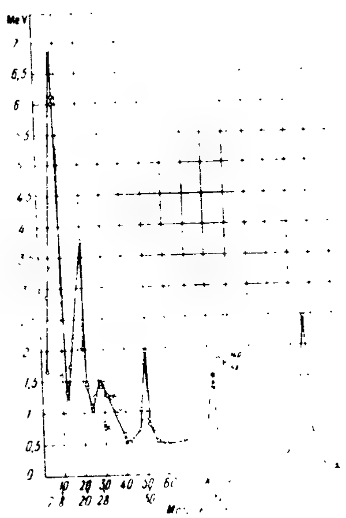


Рис. 10. Энергия возбуждения пер[illegible] денного состояния четно-четных [illegible] габеру [41]

[illegible], что ядра с [illegible] [illegible] этой [illegible]

Существует мнение, что [illegible] ных ядер принадлежит к типу +2 [illegible] лективных движений. Однако у двух [illegible] ные оболочки, — $_8O^{16}_8$ и ThC ($_{126}Pb^{208}_{82}$) — [illegible] не типа +2: у O^{16} [43] первый уровень — типа +0, [illegible] [44] первый уровень — типа —3, а следующие —5, [illegible] обстоит иначе. Если уровень 1597 keV Ce^{140} [illegible] уровень, то следующий коллективный уровень Ce^{140} [illegible] высоко — выше 3 MeV и, следовательно, все остальные [illegible] уровни возникают в результате наложения одночастичных [illegible] коллективные движения.

6. Замечания к предшествовавшим работам

Следует отметить, что исследования радиоактивности La^{140} [illegible] ли значительное [illegible] ошибок. Некоторые из них заслуживают упоминания, так как [illegible] необходимость осторожности при выводе заключений и [illegible] экспериментальных данных:

1) Начало ошибкам положили Ферми и др. [45], которые в своей классической работе по нейтронной активации пишут о лантане: «[illegible] сильного облучения под водой не было найдено никакой активности». [illegible] сечение активации La медленными нейтронами отнюдь [illegible] [illegible] 1,7 барна [46, 47].

[illegible] после того, как излучению La^{140} было посвящено более [illegible] результате которых была установлена сложность β- и [illegible] Корк и сотрудники писали [48], что после длительного [illegible] La не дал конверсионных линий. Через 3 года [illegible] [47], что, действуя тем же методом, нашли 24 конверсионных [illegible]

[illegible] Шул и Курбатов [6] нашли, что поглощение γ-лучей [illegible] происходит экспоненциально; отсюда они сделали вывод [illegible] хроматичности γ-лучей La^{140}.

[illegible] Мандевилл [49] изучал γ-спектр La^{140} по электронам отдачи, [illegible] толстой мишени, и «подтвердил» вывод предыдущих авторов [illegible] монохроматичности γ-лучей La^{140}: «γ-лучи, повидимому, монохроматичны [illegible] их энергия, вычисленная из конечной точки распределения электронов по импульсам, равна 2,04 ± 0,04 MeV».

5) В 1948 г. Мандевилл и Шерб [25] сообщили, что γ-линия с $h\nu$ = [illegible] MeV следует за каждой β-частицей. Между тем она следует [illegible] ~5,5 % распадов.

6) Ряд авторов [21, 25] на основании изучения β – γ-совпадений утверждали, что β-спектр простой [21] и что число β – γ-совпадений на регистрируемую β-частицу не зависит от энергии β-лучей [25]. Между тем в действительности [illegible] более чем из трех компонент.

7) Корк и сотрудники [illegible] привели схему распада La^{140}, из которой следует, что [illegible] интенсивность γ-линий 265,4 + 751,8 keV, как и [illegible] линии [illegible] keV, равна 100 % распадов.

Между тем [illegible] авторы приводят относительные интенсивности [illegible] линий [illegible] связанных с этими γ-лучами, из анализа которых [illegible] нетрудно выяснить, что суммарная интенсивность [illegible] линий 265,4 [illegible] 751,8 keV не может превышать 13 %, а линий 241,3 + 173 [illegible] 110,4 keV [illegible] 7 [illegible] распадов.

8) Общей участи не избежали и авторы [9], получившие [illegible] значения интенсивностей конверсионных линий $h\nu$ = 328,6 и 1597 keV.

9) При анализе опытов по корреляциям [40] не учитывается [illegible] интенсивная γ-линия $h\nu$ = 926 keV.

[illegible] с массовым числом [illegible] сделать ряд заключений [illegible] детали хода энергети[illegible]

[illegible], T = (12,80 дня)

[illegible] хорошо, так как относительно [illegible] с [illegible] выходом при делении тяжелых [illegible] имеет [illegible] период полураспада. Наиболее современная схема распада Ba^{140}, приведенная в [50], изображена на рис. 11.

Отсутствие в этой схеме прямого перехода между основными уровнями Ba^{140} и La^{140} понятно, так как этот переход должен быть сильно запрещен. Независимо от того, каково основное состояние La^{140}, следует думать, что β-переходы с +0 Ba^{140} на основное состояние La^{140} и с него на +0 Ce^{140} должны иметь приблизительно одинаковые fT. Если в β-спектре La^{140} переход на основной уровень имеет интенсивность < 1 % (иначе он был бы замечен), то для него $fT > 1{,}3 \cdot 10^{11}$. Принимая схему рис. 11, мы можем заключить, что самая жесткая компонента β-спектра Ba^{140} должна иметь энергию 1,21 MeV; тогда при $fT > 1{,}3 \cdot 10^{11}$ она должна иметь $T_{парц} > 1{,}6 \cdot 10^{9}$ сек, т. е. относительную интенсивность < 0,071 %. Конечно, заметить на опыте столь слабую компоненту, находящуюся на фоне более жесткого спектра дочернего La^{140}, практически невозможно.

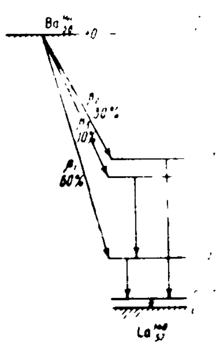


Рис. 11. Схема распада Ba^{140}

Ba^{140}_{56} — четно-четное ядро; согласно эмпирическому правилу Гольдгабера—Саньяра [39] оно должно иметь первый возбужденный уровень типа +2, а согласно рис. 10 этот уровень должен лежать на высоте ~1300 keV; возможно, что это — первый коллективный уровень ядра Ba^{140}_{56}.

Cs^{140}_{55} (β^-, T = 9,5 мин), Xe^{140}_{54} (β^-, T = 10—16 сек)

Об излучении этих изотопов нет данных. Исходя из рис. [illegible] ожидать, что в γ-спектре Cs^{140} должна быть γ-линия [illegible] ~1300 keV.

Pr^{140}_{59} (β^+, K, T = 3,4 мин)

Относительно излучения Pr^{140} известно следующее:

1) Pr^{140} испускает позитроны с верхней границей [illegible] ± 0,02 MeV [51] (по старым данным 2,40 ± 0,15 MeV [illegible]).

2) Pr^{140} захватывает атомные электроны. Согласно [51] [illegible] превращений Pr^{140} происходит с захватом K-электрона, 5 [illegible] L-электрона и 58 % — с испусканием позитрона; согласно [53] K-[illegible] составляет 65 %.

3) Помимо аннигиляционного излучения наблюдались только [illegible] интенсивные γ-лучи с энергией 1—1,2 MeV [51, 53], появляющиеся при [illegible] 2 % распадов [53].

4) Поиски конверсионных линий, производившиеся при помощи [illegible] нитного спектрометра с двойной фокусировкой [51], не дали [illegible] тельных результатов.

Приведенные данные позволяют сделать заключения об [illegible] типе распада Pr^{140}.

Так как нет ядерных [illegible] квантов в числе, соизмеримом с числом [illegible] [illegible], что большинство превращений происходит [illegible] состояниями Pr^{140} и Ce^{140}.

[illegible] MeV, H [illegible] 58 % и $T = 3{,}4 \pm 0{,}1$ мин [illegible]

[illegible] 1,4·10⁴,

[illegible] Pr^{140} к числу разрешенных. Фер[illegible] в работе Брауна и со[illegible]

[illegible] отношения β^+/K для этого [illegible] при $Z_{np} = 58$ и $W_0 =$ 5,37 [illegible] Брауна и др. [51], [illegible] 0,52. Оба значения, [illegible] отличаются от теоретического.

Так как основное [illegible] числами протонов и нейтронов, [illegible] типу +0, то основное состояние Pr^{140} должно быть [illegible] действует правило отбора [illegible], и +0, если действует правило [illegible] Ферми.

Теория оболочек не дает однозначных предсказаний типа состояний [illegible] двумя нечетными частицами. Хотя Pr^{140}_{59} и относится к ним, [illegible] некоторые выводы могут быть сделаны.

[illegible] Pr^{141}, определяющийся поведением 59-го протона, равен 5/2; [illegible] оболочек указывает тип $d_{5/2}$. Спин Ba^{137}_{56}, определяющийся поведением 81-го нейтрона, равен 3/2; теория оболочек указывает тип $d_{3/2}$. В Pr^{140} 59 протонов и 81 нейтрон, поэтому естественно попытаться комбинировать эти типы. Согласно эмпирическому правилу Нордгейма при сложении типов $j_1 = l_1 + 1/2$ и $j_2 = l_2 - 1/2$ получается состояние с полным моментом $(j_1 - j_2)$. В данном случае это состояние — типа +1 в согласии с данными по β-распаду (см. ниже). Если этот вывод правилен, то превращение Pr^{140} вызвано тензорными или аксиально-векторными силами, при которых разрешен переход типа $+1 \to +0$.

Помимо перехода в основное состояние Ce^{140} в Pr^{140}, должен происходить переход на первый возбужденный уровень Ce^{140}, имеющий энергию возбуждения 1597 keV и принадлежащий к типу +2. Следует отметить, что β-переход $+1 \to +2$ является по правилу отбора Теллера разрешенным. Определение fT для этого перехода может оказаться решающим для установления типа этого уровня.

Согласно [53] жесткие γ-лучи появляются приблизительно в 2 % распадов Pr^{140}. Следовательно, для позитронного перехода на уровень 1597 keV Ce^{140}:

$$T(\beta_2) = T_{\text{полн}} \left(1 + \frac{\lambda_K}{\lambda_{\beta}}\right) [illegible]$$

$$E(\beta_2) = [illegible] - 1{,}597 = 0{,}63 \text{ MeV}.$$

Полагая $\frac{\lambda_{K_2}}{\lambda_{\beta_2}} = 71$ и $f(\beta_2) = [illegible]$ согласно графику [54], мы [illegible] $fT(\beta_2) = 50{\cdot}204{\cdot}72{\cdot}0{,}16 = 1{,}2\cdot 10^5$, т. е. значение, типичное [illegible] разрешенных β-распадов. Таким образом, наличие жестких γ-[illegible]

[illegible] зультате [illegible] свидетельствует в пользу приписания уровню 1597 keV Ce^{140} [illegible] +2; к сожалению, сведения об этих лучах являются только ориентировочными.

Отметим, что если бы основное состояние Pr^{140} было типа +0, то переход $+0 \to +2$ был бы [illegible] запрещенным и поэтому γ-лучей практически [illegible].

[illegible] Nd^{140} [illegible], $T = 3{,}3 \pm 0{,}1$ дня)

Nd^{140} был получен [illegible] [51, 53], оба раза по реакции Pr^{141} (d, 3n). Повидимому, он не испускает никаких частиц и γ-квантов, а только захватывает атомные электроны (по расчетам Брауна и [illegible] [51] 74 % K-захватов и 26 % L-захватов).

Так как Nd^{140}_{60} имеет четные числа протонов и нейтронов, то его основное состояние должно быть типа +0. Переход в основное состояние Pr^{140}, принадлежащее к типу +1, должен быть разрешенным.

Полагая, что fT для этого перехода $(+0 \to +1)$ [illegible] для перехода $+1 \to +0$ в $Pr^{140} \to Ce^{140}$, можем найти энергию [illegible] и разность масс Nd^{140} и Pr^{140}:

$$f_K T = 1{,}4\cdot 10^4, \quad T = 2{,}85\cdot 10^5 \text{ сек}, \quad f_K [illegible]$$

Экстраполируя кривые для $f_K = f(\Delta E)$, приведенные [illegible] Дольта-Бернштейна [55], получаем

$$Nd^{140} - Pr^{140} \approx 110 \text{ keV}.$$

Из данных рис. 12 можно видеть относительное расположение масс Ba^{140}, La^{140}, Ce^{140}, Pr^{140} и Nd^{140} в единой энергетической шкале. Ано-

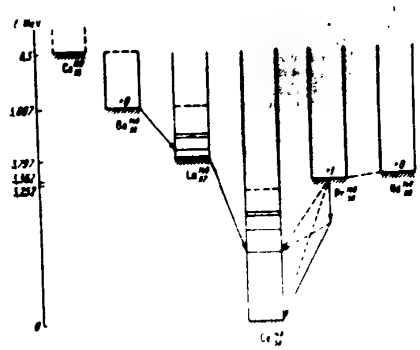


Рис. 12. Энергетическая диаграмма [illegible] возбужденных состояний изобарных [illegible] числом 140

мально плотная упаковка Ce^{140}, вероятно, связана [illegible] имеется заполненная оболочка из 82 нейтронов.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

[illegible] L., Sugden S., [illegible]
[illegible] M., Quill L., Phys. Rev., [illegible]
[illegible] O., Strassmann F., [illegible]
[illegible] O., Strassmann F., [illegible]
[illegible] K., Pool M., Kurbatov J., Phys. Rev., [illegible]
[illegible] K., Pool M., Kurbatov J., Phys. Rev., [illegible]
[illegible] Mandeville C., Phys. Rev., 64, 147 (1943).
[illegible] Cork J., Keller H., Rutledge W., Stoddard A., [illegible] 76, 1086 (1949).
[illegible] Вашилов А., Джелепов Б., Черепанская Л., [illegible] Серия физич., 15, 88 (1951).
10. Reed G., Turkevich A., Phys. Rev., 92, 1473 (1953).
11. Phillipp K., Riedhammer J., ZS f. Naturforsch., 1, 372 [illegible]
12. Kirby H., Salutsky M., Phys. Rev., 93, 1051 (1954).
13. Maurer W., ZS f. Naturforsch., 2a, 586 (1947).
14. Osborne R., Peacock W., Phys. Rev., 69, 679 (1946).
15. Beach L., Peacock C., Wilkinson R., Phys. Rev., 76, [illegible]
16. Peacock C., Quinn J., Oser A., Phys. Rev., 94, 372 (1954).
17. Cork J., Le Blanc J., Stoddard A., Martin D., Branyan C., Childs W., Phys. Rev., 83, 856 (1951).
18. Miller L., Curtiss L., Phys. Rev., 70, 983 (1946).
19. Ball W., Wilkinson R., Phys. Rev., 71, 321 (1947).
20. Bannerman R., Lewis G., Curran S., Phil. Mag., 42, 1097 [illegible]
21. Mitchell A., Langer L., Brown L., Phys. Rev., 71, 140 (1947).
22. [illegible] A., Phys. Rev., 75, 1794 (1949).
[illegible] Bishop G., Wilson R., Halban H., Phys. Rev., 77, 416 (1949).
[illegible] Wattenberg A., Phys. Rev., 74, 497 (1947).
[illegible] Mandeville C., Scherb M., Phys. Rev., 73, 1434 (1948).
[illegible] B., Madansky L., Phys. Rev., 84, 1067 (1951).
[illegible] Джелепов Б., Орбели М., ДАН СССР, 62, 615 (1948).
[illegible] Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 599 (1954).
[illegible] Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН [illegible]
[illegible] Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН [illegible]
[illegible] Б., Жуковский Н., Приходцева [illegible] Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 4, 541 [illegible]
[illegible] Б., Силантьев А., ДАН СССР, [illegible]
[illegible] Джелепов Б., ДАН СССР, [illegible]
[illegible] Джелепов Б., Жуковский Н., Силантьев А., [illegible] Ю., ДАН СССР, 86, 255 (1952).
[illegible] Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН СССР, 77, [illegible]
[illegible] Н., Джелепов Б., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 19, 3, 294 (1955).
[illegible] Cork J., Brice M., Nester W., Le Blanc J., Martin D., Phys. Rev., 89, 1291 (1953).
[illegible] Muller D., Hoyt H., Klein D., Du Mond J., Phys. Rev., 88, 775 (1952).
38. Hedgran A., Lind D., Arkiv för Fysik, 5, 177 (1952).
39. Goldhaber M., Sunyar A., Phys. Rev., 83, 906 (1951).
40. Bishop G., Jorba J., Phys. Rev., 98, 89 (1955).
41. Goldhaber G., Phys. Rev., 90, 587 (1953).
42. Ford K., Phys. Rev., 90, 29 (1953).
43. Ajzenberg F., Lauritsen T., Rev. Mod. Phys., 24, 321 (1952).
44. Elliott L., Graham R., Walker J., Wolfson J., Phys. Rev., 93, 356 (1954).
45. Amaldi E., D'Agostino O., Fermi E., Pontecorvo B., Rasetti R., Segrè E., Proc. Roy. Soc., A149, 522 (1935).
46. Sinma K., Yamasaki F., Phys. Rev., 59, 402 (1941).
47. Seren L., Friedlander H., Turkel S., Phys. Rev., 72, 888 (1947).
48. Cork J., Shreffler R., Fowler C., Phys. Rev., 74, 240 (1948).
49. Mandeville C., Phys. Rev., 63, 387 (1943).
50. Hollander J., Perlman I., Seaborg G., Rev. Mod. Phys., 25, 469 [illegible]
[illegible] Brown G., Rasmussen J., Surls J., Martin D., Phys. Rev., [illegible]
[illegible] Wilson J., Pool M., Kurbatov J., Phys. Rev., 61, 544, [illegible]
[illegible] Wilkinson G., Hicks H., Phys. Rev., 75, 1687 (1949).
[illegible] G., Steigman J., Phys. Rev., 58, 1 (1940).
[illegible] Landolt-Börnstein, 6. Aufl., Bd. 1/5.

[illegible] и Ю. В. ХОЛЬНОВ

1. [illegible]

[illegible] Au^{198} казалась твердо установленной: было [illegible] Au^{198} простой, имеет ферми-евскую форму и приводит к [illegible] состоянию 411 keV Hg^{198}, которое высвечивается электрическим квадрупольным излучением.

Экспериментальные основания этой схемы изложены в подробной статье Н. Антоньевой, А. Вашилова, Б. Джелепова и А. Золотавина [1] (1950).

В последние годы появилось, однако, много новых работ, посвященных излучению Au^{198}. Наиболее важные результаты этих работ — открытие двух новых γ-линий с $h\nu = 676$ и 1089 keV, установление их характеристик и наблюдение связанных с ними $\beta - \gamma$- и $\gamma - \gamma$-совпадений.

В связи с этими работами и возросшим интересом к схеме распада Au^{198} мы предприняли исследование γ-спектра Au^{198} при помощи ритрона.

2. Исследование γ-спектра Au^{198}

Целью наших измерений было более точное, чем в предыдущих работах, определение относительных интенсивностей γ-линий Au^{198}. Измерения производились при помощи ритрона [2]. Источником γ-лучей служил золотой цилиндрик ϕ 3 мм и длиной 6 мм, облученный нейтронами и имевший активность около 2 Cu.

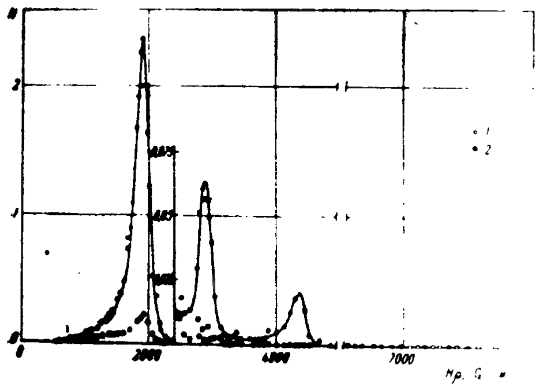


Рис. 1. γ-Спектр Au^{198}, экспериментальная кривая; 1 — точки, полученные с мишенью, находящейся в пучке, 2 — точки, полученные с мишенью, выведенной из пучка (фон)

На рис. 1 изображена полученная нами экспериментальная кривая. Две линии γ-линии приведены в масштабе, увеличенном в 20 раз

[illegible]

На рис. 2 приведен γ-спектр [illegible] кривая приведена к равным [illegible] правка на поглощение γ-лучей в [illegible] спектральная чувствительность прибора и [illegible] счетчиков от энергии проходящих через них [illegible]

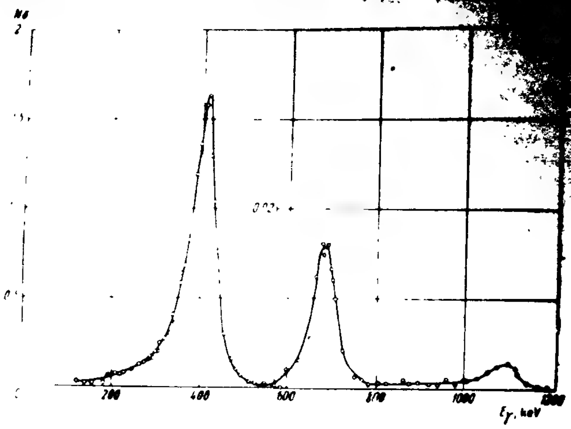


Fig. 2. Тот же спектр, что на рис. 1, но в обработанном виде

Для того чтобы исключить влияние газа, наполняющего прибор, на [illegible] наблюдающихся максимумов, были проведены три серии [illegible] при разных давлениях наполняющей смеси (гелий +4% [illegible] 32, 16 и 7 см рт. ст. Результаты всех трех серий согласуются [illegible] собой в пределах 6 %. В таблице приведены средние значения [illegible] и интенсивностей по этим сериям.

Для того чтобы выяснить, не испускает ли препарат еще более [illegible] γ-лучи, мы провели измерения в основной серии до $h\nu$ = 3000 keV; никаких γ-лучей мы не нашли. Была проведена также дополнительная серия измерений в условиях повышенной в 25 раз светосилы (бериллиевая мишень толщиной 0,4 мм, расширенные до 7 мм щели спектрометра [2]).

Результаты этих опытов показали, что интенсивность испускаемых Au^{198} γ-лучей с энергией 1100 ÷ 3000 keV не больше, чем $1{,}5\cdot10^{-3}$ кванта на распад.

3. Обсуждение γ-спектра Au^{198}

Жесткие γ-линии Au^{198} были [illegible] Каванагом, Турнером, Букером и Данстером в 1951 г. [6] [illegible] относительные интенсивности γ-линий измерялись в шести работах [illegible] результаты всех работ собраны в таблице.

В работах [3, 5, 7] γ-спектр изучался по спектру фотоэлектронов, [illegible] на магнитных спектрометрах. Общие затруднения для этих [illegible] из необходимости разложения наблюдающегося спектра [illegible] и сложности определения спектральной чувствительности [illegible] приборов.

[illegible] [6] интенсивности определялись по отношению [illegible] распределением электронов отдачи, [illegible]

E_γ, keV	Относительная интенсивность	E_γ, keV	Относительная интенсивность
[illegible]		Рассе и др. (1951) [4]	
[illegible]	[illegible]	411	100
[illegible]	[illegible]	680	1
[illegible]	[illegible]	1090	0,2
Хубер (1951) [5]		Каванаг и др. (1951) [6]	
411	100	410 ± 8	100
672 ± 3	1,4 ± 0,1	671 ± 9	1,5
1075 ± 7	0,25 ± 0,05	1092 ± 13	0,4
Эллиот и др. (1954) [7]		Маедер и др. (1954) [8]	
411,77	100	410 ± 2	100
676,5 ± 0,8	0,842 ± 0,056	680	1,3
1088,9 ± 0,9	0,17 ± 0,012	1090	0,25

Данная работа

E_γ, keV	Относительная интенсивность I сер. (32 см рт. ст.)	Относительная интенсивность II сер. (16 [illegible])	Относительная интенсивность III сер. (7 см рт. ст.)	Принятая относительная интенсивность
412 ± 4	100	[illegible]	100	100
680 ± 7	1,14	[illegible]	1,10	1,11 ± 0,05
1088 ± 10	0,26	—	—	0,26 ± 0,02

[illegible]мых γ-лучами разных энергий из алюминиевого излучателя, который помещался в фокусе линзового спектрометра. Значительная толщина излучателя (130 μ Al) не позволила авторам полностью разделить эффекты, вызванные различными γ-линиями.

В работах [4, 8] γ-спектр изучался при помощи люминесцентного спектрометра; точность этих измерений невелика.

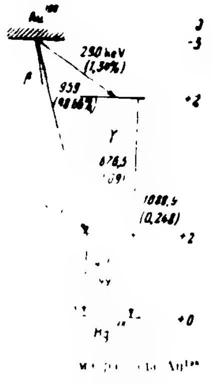
Сопоставлению в основном подлежат результаты [illegible] и др. [7] и наши. Они отличаются друг от друга [illegible] это позволяют указанные авторами погрешности.

Энергия основной γ-линии Au^{198} наиболее точно [illegible] Дю-Мондом и сотр. [9] — $h\nu = 411{,}77 \pm 0{,}04$ keV [illegible] наиболее точно измерена Эллиотом, Престоном [illegible] $h\nu = 676{,}5 \pm 0{,}8$ и $1088{,}9 \pm 0{,}9$ keV. γ-Лучи с $h\nu$ [illegible] обнаружены также при K-захвате в Tl^{198} [10]. Это доказывает [illegible] ходы происходят в Hg^{198}. Другим доказательством этого [illegible] что разность энергий конверсионных электронов, выбитых [illegible] лочек, равна 68,5 keV для $h\nu = 411$ keV [1], $67{,}9 \pm 0{,}6$ keV [illegible] = 676 keV и $68{,}0 \pm 0{,}5$ keV для $h\nu = 1089$ keV [7], в то время [illegible] ность $K - L$ должна быть 64,2 keV для Pt, 66,1 keV для Au и [illegible] для Hg.

В этом параграфе [illegible] к 1.X.1954 г. [illegible]

1. Основная компонента β-спектра [illegible] ±1,6 keV (среднее взвешенное из результатов [illegible] 34); согласно Форма спектра фермиевская [1, 7]. Мягкая ($E_{гр}$ [illegible] ($E_{гр}$ = 1371 keV) компоненты β-спектра настолько мало[illegible] могут вызвать заметных отклонений от прямолинейности [illegible]

2. Мягкая компонента β-спектра обнаружена Каванагом [illegible] учением β — γ-совпадений для Au^{198}. В этой работе [illegible] спектрометр настраивался на жесткую γ-линию (1088 keV), [illegible] регистрировались счетчиком Гайгера—Мюллера. Изучалось [illegible] падений в зависимости от толщины фильтра, помещаемого [illegible] чиком. Совпадения пропадают при [illegible] фильтра, соответствующего $E_{гр}$ = [illegible]. Эта мягкая β-компонента ведет на [illegible] возбужденный уровень Hg^{198}. Значение $E_{гр}$ = = 290 ± 15 keV получено тем же методом в работе Броси и др. [4]. В ней изучались совпадения между γ-квантами 680 keV (сцинтилляционный спектрометр) и выделенными по энергии при помощи линзового спектрометра β-частицами.



[illegible] распада Au^{198}

3. Жесткая компонента β-спектра обнаружена Эллиотом и др. [7]. Она имеет граничную энергию $E_{гр}$ = 1371 ± 4 keV и относительную интенсивность (2,5 ± 0,5)·10⁻⁴ β-частицы на распад.

Так как граничная энергия [illegible] точно совпадает с суммой энергий основных компоненты и γ-линии (1370,5 ± 1,7 keV), то естественно принять, что жесткая компонента возникает при распаде Au^{198} на основной уровень Hg^{198}. Форма этой слабой β-компоненты, специально изученная в работе [7] [illegible] фермиевской.

И[illegible] данные выше данные о β- и γ-спектрах явились основой для схемы распада Au^{198}, изображенной на рис. 3 [7]. Опыты с β – γ-совпадениями [4, 16] и γ – γ совпадениями [16] подтверждают ее правильность.

[illegible] Основное состояние Hg^{198} [illegible] ядра с четным числом протонов и нейтронов [illegible] вероятно принадлежит к типу [illegible]0.

6. Квантовые характеристики первого возбужденного уровня Hg^{198} вытекают из а) абсолютного значения коэффициента конверсии $h\nu$ = 411 keV на K оболочке [illegible] K L и в) из отношения L_{II} L_{III} для той же линии. В[illegible] α_K определялась в работах [1, 3, 5, 15, 17, 18]. Наиб[illegible] меньше 1 %) она определена в работе [18] α_K [illegible] значение очень хорошо согласуется с теоретическим [illegible] перехода $E2$ (интерполированное значение расчеты [illegible] кулоновского поля [19]): α_K = 0,031 для $E1$ α_K [illegible] $M1$ α_K = 0,16, для $E3$, $E4$,... α_K > > 0,082 для $M2$, M[illegible]

Отношение α_K [illegible] [18] равно $\frac{0,0307}{0,0108} \approx 3,0$; значение, полученное для [illegible] по кривым Гольдгабера и Саньяра [20] для перехода типа $E2$ равно 2,7.

Сван и Хилл [21] определили отношение вероятностей конверсии γ-лучей 411 keV на L_{II} и L_{III} подуровнях: по их данным L_{II}[illegible]

[illegible] характеризует [illegible] 34) [illegible] keV Hg^{198} вытекают из [illegible] перехода на основ[illegible] ± 0,00034, что прекрасно согла[illegible] для перехода типа $E2$ — 0,004[illegible] 0,0007; для $M1$ — 0,0148 и для $M2$ — [illegible] приводит также экспериментальное значение α_K [illegible] = 6,3 ± 0,5, что согласуется с величиной 6,8, полученной путем [illegible] кривой Гольдгабера и Саньяра [20] для [illegible] 32. Таким образом, второй возбужденный уровень Hg^{198} [illegible] первый, имеет спин 2 и четность +.

9. Идентификация первого и второго уровней подтверждается сравнением с теорией измеренного в работе [7] коэффициента конверсии для γ-лучей 676 keV. Он оказался равным $\alpha_K = 0,0224 \pm 0,0019$, что соответствует теоретической величине [25] для смеси из (32 ± 6) % $M1$ и (68 ± 6) % $E2$-излучения (для $M1$ α_K = 0,047, а для $E2$ — 0,0111).

10. Приведенная идентификация уровней Au^{198} находится в хорошем согласии с результатами измерений угловой γ – γ-корреляции для $h\nu$ = 411 и 676 keV [26—28].

Одинаковый тип уровней 411 keV Hg^{198} и 1089 keV Hg^{198} косвенно подтверждается также близостью значений fT для переходов Au^{198} на эти два уровня (см. п. 11).

11. Прямое измерение спина Au^{198}, произведенное Рейнольдсом и др. [29], привело к значению 2. Таким образом β-переход Au^{198} → 0 keV Hg^{198} принадлежит к типу 2 → +0. Для этого перехода $E_{гр}$ = 1371 keV, W = = 0,025 % и, следовательно, lg fT = 11,7. Столь высокое значение fT указывает на порядок запрещения не ниже 2. При типе Au^{198} [illegible] 2 порядок запрещения был бы первым, поэтому тип основного состояния Au^{198}, по-видимому, +2. При этом оба β-перехода на возбужденные состояния Hg^{198} принадлежат к типу +2 → +2, т. е. должны быть разрешенными. Величина lg fT для этих переходов (7,4 и 7,6) плохо согласуется с этим выводом. Однако в настоящее время известны и другие случаи, когда разрешенные переходы имеют аномально большое fT, вероятно [illegible] различия структур исходного и конечного ядер.

12. Относительно перехода Au^{198} в Pt^{198} имеются следующие [illegible]

В [30] определен верхний предел для отношения [illegible]

Каванаг и др. [6] при помощи линзового спектрометра [illegible] тронам обнаружили две мягкие γ-линии [illegible] соответствующих конверсионных линий они не обнаружили [illegible] заключению, что это рентгеновские лучи. Они возникают вследствие вылета конверсионных электронов при распаде [illegible] вторых, вследствие ионизации β-частицами атомов [illegible] верхнего предела интенсивности K-захватной ветви [illegible] чится величина 6 %.

В работе [31] оценка интенсивности K-ветви произ[illegible] селективного поглощения рентгеновых лучей, возникающих [illegible] тате. Установлено, что если K-захват в Au^{198} и происходит, то с вероятностью, меньшей 0,4 % от вероятности β-распада.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Антоньева Н., Башилов А., Джелепов Б., [illegible] Изв. АН СССР, Серия физич., 14, 299 (1950).
2. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., [illegible] рия физич. 18, [illegible] 599 (1954).
3. [illegible] Phys. Rev., 82, 333 (1951).
4. [illegible] Zeldes H., Fairstein E., [illegible] Rev., [illegible]
[illegible] 232, 220 (1951).
[illegible] Booker D., Dunster H., Proc. Phys. [illegible]
[illegible] Canad. J. Phys., 32, 188 (1954).
[illegible] V., Helv. Phys. Acta, 27, [illegible]
[illegible] Du Mond J., Phys. Rev., 88, 775
[illegible] Phys. Rev., 92, 918 (1953).
[illegible] 75, 819 (1949).
[illegible] Phys. Acta 22, 167 (1949),
[illegible] 83, [illegible] (1951).
[illegible] 85, 944 [illegible]
[illegible] (1951).
[illegible] 90, [illegible] (1953).
[illegible] Phys. Rev. 90, [illegible]
[illegible] Rev., 92, [illegible]
[illegible] Jensen R., Hamilton [illegible]
[illegible] Bull. Am. Phys. Soc., 30, [illegible]
[illegible] Proc. Phys. Soc., 64A, [illegible]
[illegible] M. [illegible] 228, 387 [illegible]

Л. М. ХРОМЧЕНКО

ИССЛЕДОВАНИЕ УРОВНЕЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР МЕТОДОМ МАГНИТНОГО АНАЛИЗА

Изучение спектров продуктов ядерных реакций [illegible] более эффективных методов ядерной спектроскопии. [illegible] помощи магнитного анализа энергии заряженных [illegible] в результате реакций, позволило в последнее время [illegible] сить точность результатов и разрешающую [illegible] изучении энергетических уровней ядер.

Однако в ряде случаев такие исследования [illegible] в малом диапазоне энергии возбуждения. Таковы [illegible] нера и др. [1]: для бомбардировки мишеней в них [illegible] с энергией всего в 2 MeV. Поэтому при [illegible] разрешающей способности прибора, полученных в этих опытах, [illegible] давали сведения об уровнях исследованных ядер лишь в области [illegible] энергий возбуждения.

Нужно отметить большую трудоемкость примененного в этих опытах метода регистрации заряженных частиц — счета следов в фотоэмульсии и измерения их длин, счет следов позволял оценить интенсивность [illegible] руемых групп, измерение длин этих следов — природу образующих группы частиц.

В настоящей работе излагаются результаты ряда опытов [2–5]. Цель этих опытов было изучение уровней некоторых легких ядер в области более высоких энергий возбуждения, чем изученные до сих пор.

Постановка опытов

В наших опытах энергия продуктов ядерных реакций изучала[illegible] при помощи магнитного анализа. Постановка опытов, однако, был[illegible] личной от постановки опытов указанными выше авторами. В нашем [illegible]

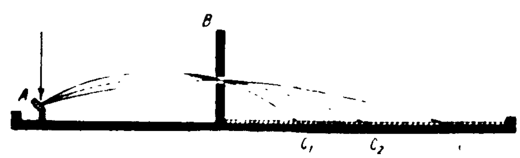


Рис. 1. Схема [illegible] A — мишень, B [illegible] падения частиц на [illegible]

[illegible]боре пучок моноэнергетических [illegible] на мишень A (рис. 1), в которой [illegible] дии [illegible] ном и однородном магнитном поле [illegible] ка, вылетавшие из мишени заряженные [illegible] вые траектории и, пройдя через узкую щель [illegible]

[illegible] соответственно [illegible] B. В [illegible] мы их траектории [illegible] C_3 и т. д. Чем [illegible] на пластинку соответ[illegible] что на пластинке, [illegible] можно было наблюдать [illegible] линии.

[illegible] прибора и известной напря[illegible] линии на пластинке позволяли [illegible] энергию соответствующей группы частиц, если была известна т. е. e/m.

Для быстрой и однозначной идентификации частиц мы [illegible] по предложению Ю. А. Немилова, дифференцирующий фильтр, [illegible] являющийся собой несколько иную модификацию разработанного [illegible] клина [6]. Фильтр помещался на пластинке таким образом, что [illegible] всю по длине и наполовину — по ширине. Фильтр изготовлялся [illegible] алюминиевой фольги, толщина его рассчитывалась по [illegible], чтобы в каждой точке вдоль пластинки полностью [illegible] и все более короткопробежные частицы и пропускать протоны. [illegible] разом одна половина пластинки, без фильтра, [illegible] женные частицы, испускаемые мишенью в узком [illegible] ения. Другая половина пластинки, защищенная [illegible] вала только спектр протонов, возникавших в [illegible] следуемой мишени. Правильность этого способа [illegible]) проверялась еще и иначе: энергетический спектр [illegible] валcя нами при нескольких энергиях бомб[illegible] Наиболее существенным преимуществом [illegible] статистическая достоверность наблю[illegible] чета отдельных следов к линиям, наб[illegible] величения концентрации следов по крайней [illegible] преимуществом указанной постановки опыта [illegible] спектра в достаточно широком диапазоне [illegible]о, ть одновременно и на одной пластинке, [illegible] избежать неприятной операции, проделываемой Бюхнером и др.,— ставление результирующей кривой из многих отдельных пластинок некоторых случаях до 20), каждая из которых охватывала небольшую исследуемого энергетического интервала. Вследствие этого в наших опытах менее критичной оказывалась любая нестабильность дейтонного тока — она сказывалась одновременно на всех группах спектра.

Получение визуально наблюдаемых энергетических спектрограмм по зволило значительно ускорить обработку пластинок. От счета следов мы смогли перейти к исследованию относительной интенсивности групп при помощи микрофотометра. Такая, несравненно более быстрая, обработка результатов дала нам возможность изучить целую серию спектрограмм для каждого из исследованных элементов. Благодаря такой многократ ной проверке воспроизводимости результатов из окончательных данных было исключено большинство случайных факторов.

Фокусировка и дисперсия в нашем спектрографе не были оптималь ными, так как анализируемые частицы отклонялись не на 180°. Это об стоятельство, а также применение более толстых мишеней обусловили то, что полученные в наших условиях точность результатов и разрешающая способность прибора были ниже, чем в опытах Бюхнера и др. Энергия большинства уровней исследованных нами ядер была определена с точ ностью порядка 20—30 keV. В случае применения более толстых мише ней (например для магния и кремния) погрешность увеличивалась до 40—50 keV, а в случае более тонких (например для углерода и кис лорода) — уменьшалась до 10—15 keV.

[illegible] Правда, в опы[illegible] [illegible] из-за того, [illegible], поэтому не[illegible] [illegible] экспозиции могла [illegible] групп.

[illegible] определялась в наших [illegible] от ядер, содержав[illegible] [illegible] по [illegible] мишеней, при наличии [illegible] упруго отраженных дейтонов, для каждой [illegible] среднее значение из отдельных измеренных

В [illegible], содержащих сводки энергий уровней исследованных [illegible] мы приводим усредненные данные, суммированные по целому [illegible] пластинок. При усреднении учитывался статистический вес от[illegible] [illegible] измерений. В качестве характеристики последнего принималась [illegible]тенсивность соответствующих пиков на микрофотограммах. В скобках [illegible] энергии возбуждения уровней, которые мы считаем [illegible] достоверными, чем все остальные данные, ввиду недостаточной [illegible]спроизводимости соответствующих линий.

[illegible]Исследование спектра уровней возбуждения некоторых легких ядер

Из серии исследованных нами легких ядер два — углерод и кислород — [illegible] изучены нами как для калибровки и опробования прибора, так и [illegible]ому, что они содержались в виде примеси почти во всех примененных [illegible]ях.

Исследование энергетического спектра остальных ядер в области [illegible] энергий возбуждения представляло уже самостоятельный [illegible]рес.

На рис. 2 (см. вклейку, стр. 280) представлены репродукции типичных [illegible]топластинок с энергетическими спектрами исследованных нами ядер. [illegible]ак показывает сравнение этих репродукций, наиболее простыми из всей [illegible]рии являются спектры углерода и кислорода.

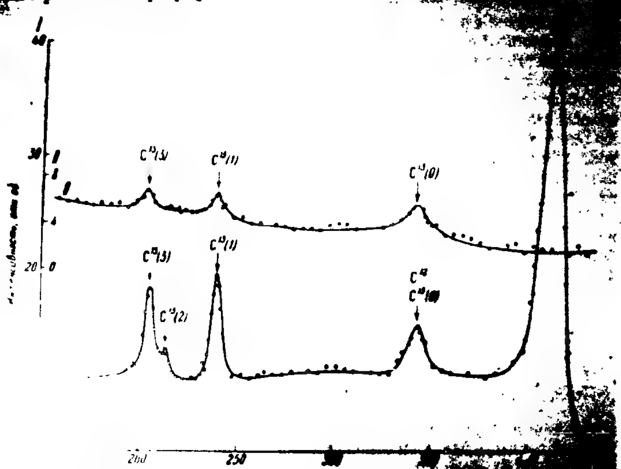
Углерод

В опытах с углеродом мишенью служил слой сажи, нанесенный на под[illegible]ложку из медной фольги толщиной $\sim 0{,}5\ \mu$. На фотографии спектра угле[illegible]рода (рис. 2, *а*) справа вверху видна яркая линия, обусловленная дейто[illegible]нами, отраженными упруго от меди. Она отчетливо видна на верхней [illegible]половине пластинки, экспонированной без фильтра, и отсутствует на [illegible]нижней, закрытой фильтром.

Микрофотограммы обеих половинок этой фотопластинки приведены [illegible]а рис. 3. Из них видно, что в исследованном нами энергетическом интер[illegible]вале имеется четыре группы протонов от реакции [illegible]. Одна из этих групп, с индексом $C^{13}(0)$, соответствует переходу ядра [illegible] в основное состояние, три остальные характеризуют уровни возбуж[illegible] [illegible] ядра C^{13}. При энергии бомбардирующих дейтонов [illegible] MeV [illegible]группа протонов $C^{13}(0)$ совпала по положению с группой дейтонов, отра[illegible] [illegible] упруго от ядра C^{12}. Поэтому на кривой I рис. 3 [illegible] [illegible]ектр незакрытой фильтром части фотопластинки) этот пик имеет [illegible] [illegible]декса.

Как масса ядра C^{13}, так и Q_0 для реакции C^{12} (d, p) C^{13} известны доста[illegible] [illegible] точно и определены двумя независимыми способами — из данных [illegible] магнитному анализу продуктов этой реакции [7] и из масс-спектро

…трических измерений [8]. По предложению […] чина Q_0 для указанной реакции была принята […] калибровки спектрографа.



[…] Микрофотограммы спектра углерода (E_d = […]) […] без фильтра, II — спектр на закрытой […]

В табл. 1 дана сводка данных об уровнях ядра C^{13} […] настоящей работы, так и по измерениям других авторов […] Ван-Паттер и др. энергии уровней C^{13} определены при […]

Таблица 1

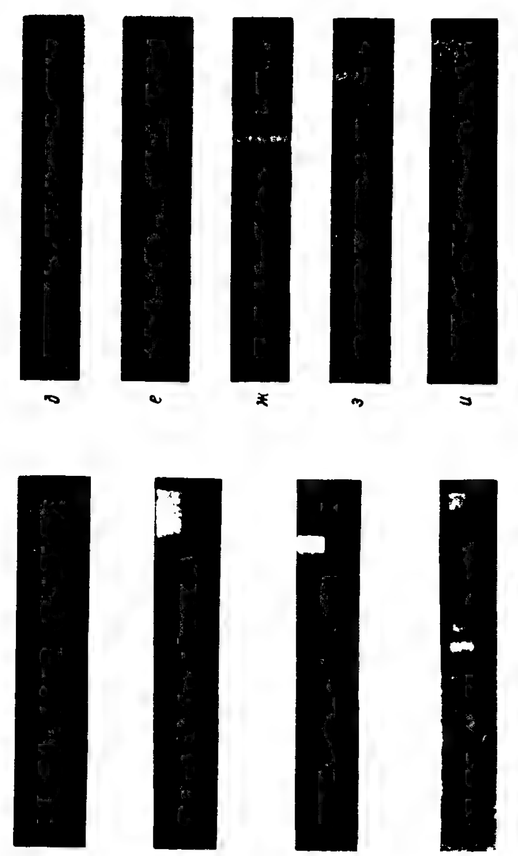
Уровни возбуждения ядра C^{13} (в MeV)

№ уровня	Настоящая работа	Ван-Паттер и др. [9]	Ротблатт [10]	Кон и др. [11]
1	$3,10_7$	3,086	3.11	3.13
2	$3,69_6$	3,686	3.68?	
3	$3,86_5$		[illegible]884	4.13

анализа, в двух остальных работах — по измерению пробегов протонов. Ввиду простоты спектра углерода для его исследования мы проанализировали только три пластинки.

Кислород

Для изучения спектра кислорода мы применяли мишени из окиси вольфрама, напыленной на медную фольгу. Кроме того, были использованы данные, полученные при бомбардировке дейтонами металлического магния. Последний был заметно окисленным, поэтому на […]



[illegible] кислорода [illegible]

[illegible] спектров кислорода от [illegible] показаны на рис. 3, 4. Микрофотограммы этой [illegible] на рис. 4.

[illegible] спектр на части [illegible] пластинки

[illegible] спектром части [illegible] дейтонами,

Таблица 2

[illegible] O^{17} (в MeV)

Ватсон и Бюхнер [13]

0,883
3,069
3,856

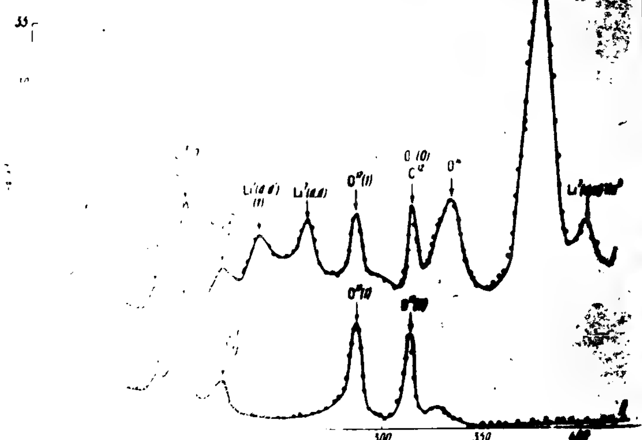
[illegible] кислорода [illegible] очень интенсивн[illegible] ми: $O^{17}(0)$ и $O^{17}(1)$, [illegible] по интенсивности [illegible] группой $O^{16}(d, d)O^{16}$, и двумя [illegible] более слабыми группами. Последняя из них, $O^{17}(3)$, на микрофотограмме вообще не [illegible] наблюдаема и положение ее могло быть уст[illegible]

В табл. 2 даны полученные нами значения [illegible] уровней ядра O^{17}. Они основаны на промере [illegible] со спектром кислорода от окиси вольфрама и четырех [illegible] магнии. Для сопоставления в табл. 2 приведены также [illegible] авторов. Уровни O^{17} были получены как из изучения [illegible] $(d, p)O^{17}$, так и реакции иного типа: $F^{19}(d, \alpha)O^{17}$, [illegible] Для группы протонов, соответствующей переходу [illegible] O^{17} [illegible] состояние, мы получили значение энергии [illegible]

$Q_0 = 1{,}88_5$ MeV. Наиболее достоверные значения ... ратурных данных — это $Q_0 = 1{,}93$ MeV (... $Q_0 = 1{,}918$ MeV (Клема и Филлипс [14]). ... делено методом магнитного анализа и потому дано ... чем у Бэрроуза и Нахалла.

Литий *

В этих опытах на медную подкладку осаждался слой ... получающийся при сжигании металлического лития в ... кие мишени бомбардировались дейтонами с $E_d \approx 3{,}7 \div 4{,}7$ ...



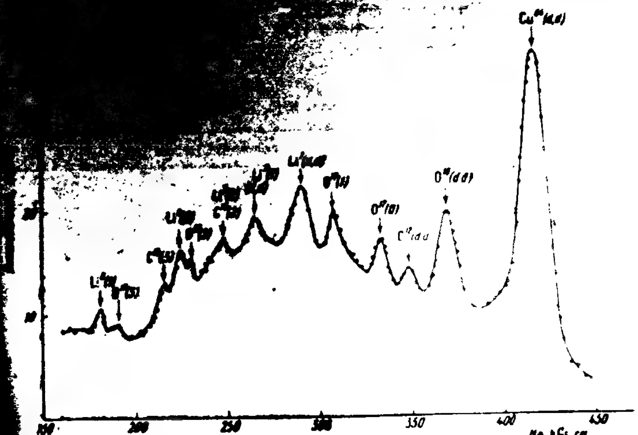
... (E_d = 3,76 MeV)

... спектром лития, полу... дейтонов. Микрофото... 6. Представленные ... дейтонов, отра... зарегистрировали ряд ... группу дейтонов, ...

... распространенностью Li⁷ — ... мы могли произвести ... надежными литературными ...

... ядра Li⁷, полученные нами ... спектром лития. Они сравниваются ... энергии этих уровней при ... ядерных реакций. На наших спектро... протонов, соответствовавших переходу ...

* ... принимал участие студент ...



... 6. Микрофотограмма спектра лития ($E_d = 4{,}60$ MeV) на части пластинки без фильтра

Таблица 3

Уровни возбуждения ядра Li^7 (в MeV)

№	Настоящая работа		Данные других авторов		
	Q	E*	E*	Реакция	Автор
1	$-0{,}47_6$	$0{,}47_6$ (из d, d′)	0,483 0,477 0,478	(d, p) γ-лучи (p, p′) и (d, d′)	Бюхнер и др. [1] Айзенберг и Лауритсен [15] Вильямсон и др. [...]
2	$(0{,}56_6)$	$(4{,}45_4)$ (из d, p)	4,56 4,61	(p, p′) (d, p)	Френцен ... Гелинас и ...
3	$-1{,}51_0$	$6{,}53_0$ (из d, p)	6,56	(p, p′)	Френцен и ...

... не очень большим сечением $Li^6(d, p)Li^7$ реакции для указанных переходов. Поэтому для расчета уровней Li^7 нами было принято значение $Q_0 = 5{,}020$ MeV, измеренное для этой реакции Стрэтом и др. [7]. Однако ... уровни возбуждения Li^{7*} была нами определена из ... рассеянного отражения дейтонов от основного изотопа ... дейтонов, соответствующих реакции $Li^7(d,d')Li^{7*}$,

была отчетливо выражена на всех [illegible] весьма интенсивной.

Наблюденный нами в результате [illegible] Li^{7*} [3] с энергией возбуждения 6,53 MeV ранее [illegible] ции неупругого рассеяния протонов [17]. В реакции [illegible] рован впервые в наших опытах.

Таб[illegible]

Уровни возбуждения ядра Li^{8} (в MeV)

[illegible]	[illegible]	Данные других авторов: Метод	Данные других авторов: Автор
[illegible]	[illegible]	[illegible]	Пауль [19]
		[illegible]	Страт и др. [7]
		[illegible]	Вильямсон и др. [18]
			Гов и Харвей [20]

[illegible] уровнях ядра Li^{8}, полученных в результате реакции [illegible] представлены в табл. 4. Группа протонов, характеризующая [illegible] основное состояние, была весьма интенсивной и четко [illegible] значение Q_0 для этой реакции, полученное в наших опытах, [illegible] данными ряда авторов, применявшими самые раз[illegible] Наши опыты позволили вполне надежно установить наличие [illegible] ранее считавшегося не вполне достоверным и определено [illegible]

$$E^{*} = 1{,}0 \pm 0{,}2 \text{ MeV}.$$

[illegible] бомбардирующих дейтонов [illegible] в спектре [illegible] группа частиц, не прошедшая через фильтр (см. рис. 5, [illegible] контрольные опыты на толстослойных фотопла[illegible] установить, что она состоит из α-частиц и возникает [illegible] реакции $Li^{7}(d, \alpha)He^{5}$. Энергия этой реакции, определенная нами из анализа пяти пластинок, оказалась равной $Q = 13{,}71_5$ MeV. Опубликованные ранее значения этой величины [21–23] колеблются в диапазоне 13,4–14,3 MeV; они были определены методами, дающими меньшую точность, чем наш, поэтому приведенное нами значение Q может быть использовано для уточнения массы ядра He^{5}. Принимая для масс реагирующих ядер значения, приведенные [illegible] Лакеенова и Л. Зыряновой [24], мы получаем

[illegible]

В опытах [illegible] из мелко истертого порошка бора [illegible] (B^{10}—18,45 % и B^{11}—81,55 %), [illegible] фотографий со спектром бора [illegible] микрофотограммы этой [illegible] микрофотограмма не закрытой фильтром [illegible] группы дейтонов, отраженных [illegible] кислорода. Группа дейтонов, от[illegible]

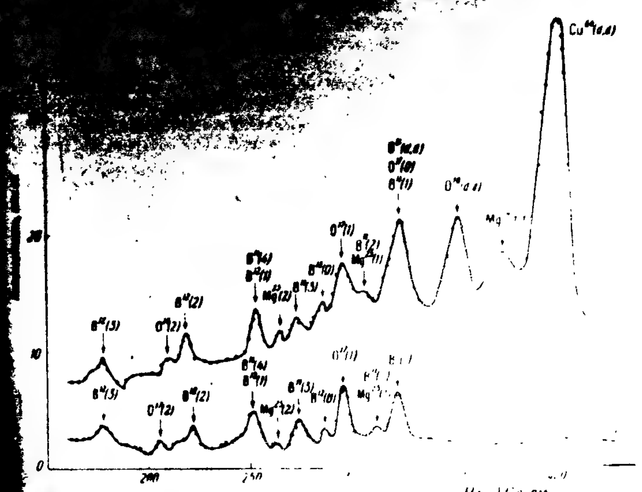


Рис. 7. То же, что на рис. 4, но для бора (T_d = 4,153 MeV)

[illegible]ровней бора мы изучили три пластинки со спектром этого элемента. Интерпретация наблюденных уровней как уровней B^{11} или B^{12} основывалась также на сопоставлении наших данных с данными других работ, сделанных на обогащенных изотопах бора.

Таблица 5

Уровни возбуждения ядра B^{11} (Q в MeV)

№ группы	Настоящая работа	Вайтсон [25]	Ван-Паттер и др. [9]
1	$2{,}44_5$	-	2,447
—	—	—	2,427
—	—	1,36	-
2	$(1{,}98_5)$	-	1,937
3	$0{,}84_5$	0,70	0,667
4	$0{,}27_6$	0,320	0,309

Таблица [illegible]

Уровни возбуждения ядра B[illegible] (в MeV)

№ группы	Настоящая работа	[illegible]
1	[illegible]	
2	[illegible]	
3	2,56	

В табл. 5 приведены значения Q, полученные нами [illegible] $B^{10}(d, p)B^{11}$. Они сравниваются с соответствующими участками [illegible] протонного спектра B^{11} из работ Вайтсона [25] и Ван Паттера и [illegible]

В наших опытах охвачен диапазон Q, соответствующий [illegible] уровням B^{11}, поэтому Q_0 и уровни, близкие к основному состоянию, [illegible] наших спектрограммах отсутствуют.

В табл. 6 мы приводим сводку уровней B^{12}, получающихся в результате (d, p)-реакции на основном изотопе бора. Они сопоставлены с данными работ других авторов, собранными в обзоре Айзенберга и Лауритсена [15].

Q для реакции B^{11}(d, p)B^{12} было измерено в опытах Бюхнера и др. [26]. Ими было [illegible] значение Q_0 [illegible] 1,136 MeV. В наших опытах для этой реакции [illegible] Q [illegible] 1,10 MeV. Этими же авторами была зарегистрирована [illegible] соответствующая первому уровню возбуждения [illegible] MeV.

Уровни [illegible] энергии 0,950, 1,65 и 1,82 MeV были изучены [illegible] из анализа реакции иного типа — $Be^9(\alpha, p)B^{12}$ [illegible].

Наши опыты [illegible] подтвердили наличие двух ранее известных уровней [illegible] MeV. Уровень 1,82 MeV в (d, p)-реакции нами [illegible] мы зарегистрировали также группу [illegible] новый уровень бора. Если интерпретировать [illegible] реакции на основном изотопе бора, [illegible] соответствующего уровня B^{12}. Она [illegible]

[illegible] опубликованной после направления в печать [illegible] изучению уровней алюминия и бора, [illegible] найденные в наших опытах, и, кроме того, [illegible] высоких энергиях возбуждения (в [illegible]

[illegible] Элькинда в (d, p)-реакции не был обнаружен [illegible] MeV. Следует предположить, что либо [illegible] должно быть поставлено под сомнение [illegible] для указанного перехода в реакции [illegible]

Магний

[illegible] приготовлялись нами путем испарения металлического [illegible] изотопного состава на медную фольгу. [illegible] в предыдущих случаях, и заметно окислены. [illegible] спектра магния представлена на рис. 2,е. [illegible] на рис. 8. [illegible] более сложен, [illegible] правые [illegible] магния) [illegible] упругого [illegible] только [illegible] возмож- [illegible] групп

Идентификация [illegible] была усложнена [illegible] Mg^{24} — 78,60%, [illegible] (d, p) реакций [illegible] ядра к соседнему, [illegible] уровни реакции на основ- [illegible] относительные интенсивности [illegible] изменением энергии бомбарди- [illegible] не всегда является правильным. [illegible] могут служить наблюденные нами [illegible] более быстрых, чем те, которые соот-

[illegible] Они соответствуют [illegible] сопровождается [illegible] Q_0 = 8,88 MeV [29].

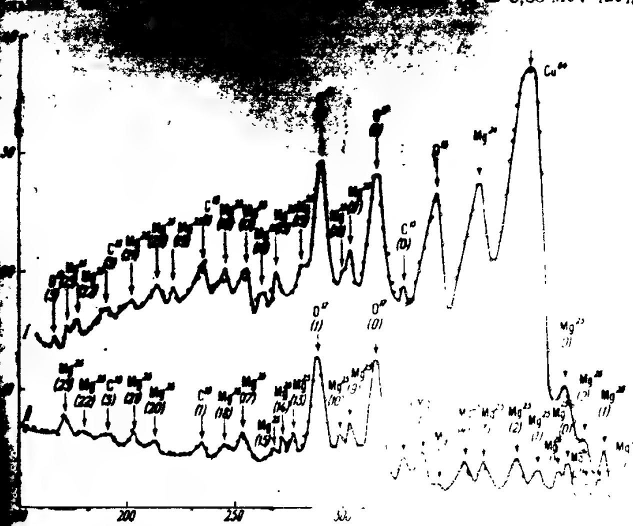


Рис. 8. То же, что на [illegible]

В табл. 7 мы приводим сводку [illegible] из анализа шести фотопластинок [illegible] с данными Эндта и др. [30], изучавших [illegible] продукты (d, p)-реакции на разделенных [illegible] Сопоставление показывает, что в том интервале [illegible]

Уровни возбуждения ядра Mg [illegible] в MeV

№ группы	Настоящая работа	[illegible]		
1	0,50	[illegible]		
2	0,99	[illegible]		
3	(1,58₁)	[illegible]		
4	2,02	[illegible]		
5	(2,47₁)	2,5[illegible]		
6	2,60	2,7[illegible]		
7	(2,87₁)	2,8[illegible]		
8	—	3,405		
9	3,92₄	3,899		
10	4,03₀	3,972	22	
11	—	(4,265)	[illegible]	
12	—	(4,421)		

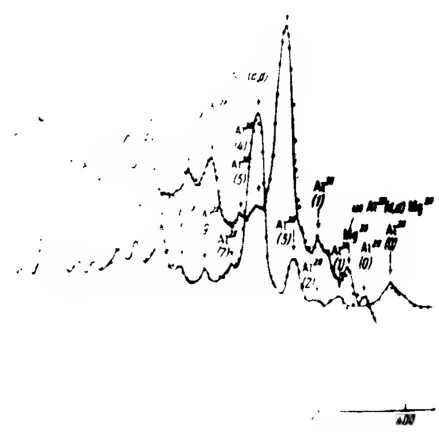
...наблюденные нами уровни опре-
...магния (за исключением трех

...при изучении (d, p)-реакции
...более высоких уровней (груп-
...нами эти группы протонов
...р) реакции на основании

...и 6,948 MeV) были
...α)Mg^{25} [40, 41].
...после направления
...продукты реак-
...методом поглощаю-
...ованный Холтом
...8 MeV).
...рованы 4 уровня
...виденным нами

...учили значение
...значения этой
...5,03 MeV

...ходила ал-
...Al^{27} был нам



...ергиях дейто...

...тонов — порядк...
...представлен...

...на рис. ... этих фотопластинок приведены на рис. ... обладает весьма густой схемой уровней. Самый ... на ... граммах с индексом Al^{27} обусловлен упругим ... от ядра алюминия. Остальные группы час... (... в индексом Al^{28}) являются протонами от реакции Al^{27}(d, p)Al^{28}. Исключением является лишь группа частиц на кривой II с индек... сом Mg^{26}. Ее следует приписать первому уровню возбужден... Mg^{26}($E^* \sim 0,5$ MeV), получающемуся в результате реакции Al^{27}(d, ...)... Эта группа наблюдается при $E_d \sim 4$ MeV и исчезает при понижении ... гии дейтонов до 3 MeV.

В табл. 8 приведены средние значения энергии возбуждения ур... ядра Al^{28}. Они получены из анализа девяти фотопластинок ... алюминия. Результаты наших опытов сравниваются с данными ... Келлера [33], исследовавшего эту же реакцию в несколько ... диапазоне энергий возбуждения, но с заметно меньшей ... решающей способностью. Келлер зарегистрировал ... у нас же, в меньшем энергетическом интервале ... протонов.

В четвертой графе табл. 8 приводятся значения ... сопоставимые с нашими и взятые из работы ... была опубликована во время нашей работы ... более детальную картину уровней ядра Al^{28} ... 50 уровней ядра (в табл. 8 приведена ... из них кажутся нам достоверными ... выраженными пиками. Схема уровней ... при меньших значениях энергии ... наших

Для реакции Al^{27}(d, p)Al^{28} мы ... Q ... 5,47 MeV. В работе ... ние Бюхнер и Спердуто дают ...

Сопоставление данных ... ранее опубликованных ур...

Уровни ...

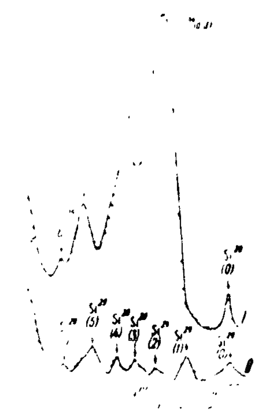
№ группы	Инте... шог... ...

[illegible] четыре новых уровня (группы 22, 24, 25 и 27). Последний [illegible] вполне достоверен по идентификации. Малая интенсивность [illegible] [illegible]ствующей группы не дает возможности исключить его интерпретац[illegible] [illegible] уровня Al^{2}[illegible]

Впервые [illegible] реакции также уровень с $E^{*} = 7{,}59$ MeV. [illegible] уров[illegible] [illegible] ранее из изучения реакции ($Al^{27} + [illegible]$) [illegible]

[illegible]

Мишени [illegible] изотопного состава: Si^{28} 92,27%. [illegible] Кремний мелко растирался в ступке и [illegible] [illegible] наносилась на подкладку [illegible] [illegible] дейтонами с [illegible]



[illegible] спектра [illegible] [illegible] [illegible]грамме [illegible] [illegible] кремния [illegible] Наши [illegible] и Бюх[illegible] [illegible] работ, [illegible] магнитного [illegible] кремния. [illegible] достаточно [illegible] возбуж- [illegible] работы, все [illegible] на основном [illegible] наблюденные [illegible] Уровень 15 мы впервые [illegible] отождествлен с уров-

[illegible] возбуждения и наблюдавшимся при [illegible] [illegible] (1971).

В [illegible] мы применяли сравнительно толстые мишени [illegible] обусловило [illegible] большую погрешность, чем в остальных случаях. [illegible]зброс отдельных измеренных значений около среднего достигал [illegible] [illegible] keV.

Для изученной реакции мы получили значение энергии реакции Q [illegible] 6,22 MeV. По данным Ван-Паттера и Бюхнера, Q [illegible] 6,2[illegible] MeV

[illegible]

Уровни возбуждения ядра Si^{29} (в MeV)

№ группы	Настоящая работа	Ван Паттер и Бюхнер [6]	[illegible]	[illegible]
1	$1{,}23_7$	1,278		
2	$2{,}03_8$	2,027		
3	$2{,}41_6$	2,426		
4	$3{,}08_2$	3,070		
5	[illegible]	[illegible]		
6	$4{,}22_1$	[illegible]		
		4,8[illegible]		
7	[illegible]	[illegible]		
		[illegible]		[illegible]
8	[illegible]	[illegible]		

Обсуждение результатов

Анализ систем уровней легких ядер, полученных в наших опытах, [illegible]казывает, что из всех реакций, могущих возникнуть в этих ядрах при [illegible]омбардировке их дейтонами средних энергий, наиболее вероятной [illegible]является реакция (d, p). В наших опытах было зарегистрировано [illegible]около 100 уровней различных ядер. Из них лишь в одном случае (в спектре [illegible] лития) наблюдалась реакция неупругого рассеяния дейтонов и в двух [illegible] (в спектрах лития и алюминия) [illegible] реакция (d, α). Все остальные уровни [illegible] исследованных ядер были [illegible] в результате реакции (d, p).

При бомбардировке ядер [illegible] иметь место семь типов реакций (d, [illegible]), (d, p), (d, p[illegible] [illegible] (d, He[illegible]) и (d, H[illegible]). Две первые реакции нами практически не [illegible] Реакция (d, α) [illegible] других ограничена величиной [illegible] [illegible] [illegible] значительно снижает [illegible] [illegible] уменьшает вероятность реакции [illegible]

Две последние реакции и реакции [illegible] как происходящую через стадию образования [illegible] мало вероятны из энергетических соображений [illegible] распределения дейтонов, рассеянных неупруго [illegible] произведено в работе М[illegible] и [illegible] [illegible] является иная трактовка реакции неупругого рассеяния [illegible] [illegible]сие с опытом дал расчет этого процесса как [illegible] возбуждения ядра полем налетающей частицы. [illegible] [illegible]ции (d, d'), наблюдающейся в наших опытах, может [illegible] [illegible] выгодным для наблюдения углом рассеяния [illegible] [illegible] сравнительно низкой энергией бомбардирующих [illegible] [illegible] которых отмечалось большое сечение для реакции неупругого рассеяния [illegible] дейтонов, были выполнены с дейтонами больших энергий [illegible] MeV

[illegible] на себя внимание также то [illegible] нами девяти ядер — Li^7, Li^8, B^{11}, B^{12}, C^{12}, O^{16}, [illegible] последних обладают сравнительно сложным [illegible] в исследованном интервале энергий возбуждения; [illegible] простыми. Следует указать в этой связи на то, что у [illegible] заполняется вторая оболочка нейтронов ($N = 8$), у [illegible] — начинает заполниться третья. Если проследить положение [illegible] уровней возбуждения легких ядер в исследуемой области N, то [illegible] увидеть, что начало заполнения второй оболочки нейтронов [illegible] зуется энергией возбуждения первого уровня порядка $0{,}5 \div 2{,}5$ [illegible]. При приближении оболочки нейтронов к заполнению ($N = 8$) [illegible] возбуждения первого уровня у ряда ядер повышается (таковы C^{13} и [illegible]). Заполненная [illegible] характеризуется весьма высокой энергией возбуждения первого уровня [illegible] N [illegible] O^{16} имеет первый уровень лишь при энергии [illegible] МэВ. [illegible] заполнению третьей оболочки нейтронов [illegible] энергии возбуждения первого [illegible]

[illegible] в области более тяжелых [illegible] рассматриваемой области N. С этой [illegible] Mg [illegible] ядер, у которых [illegible] которые поэтому харак- [illegible] может най-

[illegible] инициативе покойного П. И. Лу- [illegible] и ряд ценных советов со стороны [illegible] оказали автору неоценимую по-

[illegible] выразить благодарность Ю. А. [illegible] в этой работе.

[illegible] литература

[illegible] Phys. Rev., 74, 1569 (1948).
[illegible]
[illegible] 95, [illegible] (1954).
[illegible] 95, [illegible] (1954).
[illegible] ЖЭТФ, 28, 741 (1955).
[illegible] сер. физич., 14, 319 (1950).
[illegible] Phys. Rev., 81, 747 (1951).
[illegible] Phys. Rev., 89, 27 (1953).
[illegible] Buechner W., Phys. Rev., [illegible]
[illegible] 167 [illegible]
[illegible] Phillips G., Phys. Rev., 87, 304 (1952).
12. [illegible] Proc. Roy. Soc., 209, 479 (1951).
[illegible] Phys. Rev., 88, 1324 (1952).
14. Klem [illegible] Phys. Rev., 86, 951 (1952).
15. Ajzenberg [illegible] Rev. Mod. Phys., 24, 321 (1952).
16. Williams [illegible] Brown [illegible] Phys. Rev., 84, 731 (1951).
17. Frenzen [illegible] Phys. Rev., 87, 667 (1952).
18. Gelinas R. [illegible] Phys. Rev., 86, [illegible]
19. Paul E. Phil. Mag., 41, [illegible]
20. Gove H. Harvey J. Phys. Rev., 82, [illegible]
21. Williams J., Shepherd [illegible] Phys. Rev., 52, 390 (1937).
22. Lattes C., Fowler P. [illegible] Proc. Phys. Soc. London, 59A, 883 (1947).
23. French A. [illegible] 64A, 452 (1951).
24. Джелепов Б. [illegible] ЖЭТФ, 47, [illegible] (1952).
25. Bateson W., Phys. Rev., 80, [illegible]
26. Büchner W., Van Patter [illegible] Phys. Rev., 79, 262 (1950).
27. Mac-Minn A. [illegible] Phys. Rev., 84, 963 (1951).
[illegible] 849 (1952).
[illegible] 143 (1952).
[illegible] A64, [illegible] (1951).
[illegible] A., Phys. Rev., 89, 963 (1953).
[illegible] Rev. Mod. Phys., 22, 373 (1950).
[illegible] V., Phys. Rev., 87, 51 (1952).
[illegible] Phys. Rev., 78, 566 (1950).
[illegible] Phys. Rev., 82, 141 (1951).
[illegible] Л., ДАН СССР, 94, 849 (1954).
[illegible] Sampson M., Cochran R., Phys. Rev., 80, 574 (1950).
[illegible] Sampson M., Steigert F., Phys. Rev., 85, 280 (1952).
[illegible] Marsham T., Proc. Phys. Soc. (London), A66, 258 (1953).

[illegible] [3]. [illegible] 2 см. [illegible], наполняю- [illegible] давлениях смеси

М. П. ГЛАЗУНОВ, Б. С. [illegible]

γ-СПЕКТР Ir[192]

[illegible] дает весьма сложным [illegible] [illegible] испускает γ-кванты, по крайней мере, [illegible] области 100 ÷ 1000 keV.

[illegible] данных, посвященных излучению [illegible] А. [illegible], Н. А. Антоньевой и Б. С. [illegible] предположительная схема распада [illegible] опубликованной до 1952 г. С тех пор [illegible] излучению этого радиоактивного [illegible] существенных изменений в схему распада [illegible]

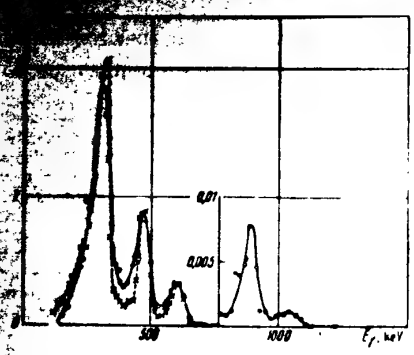
[illegible] и др. [3] уточнены энергии одних [illegible] keV). В работах Прингля и др. [2, 4] [illegible] сцинтилляционного спектрометра; [illegible] [illegible] интенсивности пяти наиболее [illegible] 1080 и 1210 keV.

[illegible] интенсивности исследованных в работах [illegible] в таблице.

[illegible] и относительные интенсивности γ-линий Ir[192]

[illegible]	[illegible]	[illegible]	Относительная интенсивность	Энергия γ-линий, keV	Интенсивность: по I серии	по II серии	по III серии	[illegible]
[illegible]	[illegible]	311	–	(314)	7,56	9,17	8,97	[illegible]
308±2	[illegible]							
316±1	7,7							
417±2	–	–	–	–	–	–	–	–
468±1	4,1	471	–	466	4,62	4,79	4,23	[illegible]
486±4	–	–	–	–	–	–	–	
589±2	0,33							
605±1	1,0	605	1,74	(612)	1,74	1,74	1,74	[illegible]
613±2	0,41							
–	–	788	3,3	788?	0,002	–	–	
890±4	–	883	1,6	898	0,047	0,037	–	
–	–	1080	0,6	1053	0,0085	0,0122	–	
–	–	1210	0,1	–	–	–	–	

Работа доложена на Совещании в феврале 1954 г. и [illegible] боты [4, 5], появившиеся позднее.



[illegible] результаты первой и третьей серий измерений [illegible] спектра Ir[192] в обработанном виде: экспериментальные [illegible] и равным интервалам энергий, введены поправки на [illegible] чувствительность ритрона, на поглощение γ-лучей в источ- [illegible] зависимость эффективности счетчиков от энергии. Совмещение [illegible] произведено по ординате при E_γ = 605 keV. Жесткие линии 898 [illegible] keV видны вполне отчетливо.

[illegible] 280, 296, 308 и 316 keV, а также 589, 605 и 613 keV не [illegible] и составили две группы линий с эффективными энергиями [illegible]4 и 612 keV.

Результаты измерений приведены в таблице. [illegible] интенсивность группы линий с $h\nu$ = 589, 605 и 613 keV [illegible], для удобства сравнения с данными [1], равной 1,74. Суммарная интенсивность группы наиболее мягких линий [illegible] по I и III сериям измерений, в которых [illegible]. [illegible] остальных γ-линий получены путем усреднения данных I и II серий.

Интенсивность γ-линий $h\nu$ = 890 keV, впервые обнаруженной в работе [1], оказалась значительно большей, чем указано в приведенной [illegible] схеме распада. Линия $h\nu$ = 1210 keV, обнаруженная в работе [4], [illegible] укладывается в указанную схему распада, но обнаруженная нами [illegible] в [4] линия $h\nu$ = 1053 keV требует введения дополни- [illegible] уровня. Изучая для контроля область энергий 1600 ÷ 2500 keV [illegible] условиях, мы не обнаружили в этой области [illegible], интенсивность которых превышала бы $2\cdot10^{-4}$ кванта на распад.

[illegible] АН СССР

Цитированная литература

[illegible] А., Антоньева Н., Джелепов Б., Изв. АН СССР, Серия физич. [illegible]
[illegible] Pringle R., Phys. Rev., 87, 930 (1952).
[illegible] Klein D., DuMond J., Phys. Rev., 88, 775 (1952)
[illegible] W., Taylor H., Phys. Rev., 95, 115 (1954)
[illegible] Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия [illegible]

[illegible] ([illegible] %); [illegible], так [illegible] (0,5 %). [illegible] относи-

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Н. Н. ЖУКОВСКИЙ и В. Г. [illegible]

γ-ИЗЛУЧЕНИЕ $Eu^{152, 154}$

При облучении европия тепловыми нейтронами получ[illegible] два долгоживущих изотопа с массовыми числами 152 и 154, [illegible] приблизительно одинаковые периоды полураспада (13 и 16 лет [illegible] ственно) [illegible] распад обоих изотопов сопровождается γ-излуч[illegible]

При помощи спектрометра с улучшенной фокусировкой, [illegible] [illegible] элотрона [5]) мы исследовали это γ-излу[illegible]

На рис. 1 [illegible] экспериментальная кривая, получен[illegible] [illegible] 17μ поверхностная плотность 1,86 мг [illegible] [illegible] совпадения в единицу врем[illegible] [illegible] девять линий. Кроме [illegible] [illegible] имеет и некоторое превышение [illegible] [illegible] спектра с мишенью толщ[illegible] [illegible] подтверждает существование в этой област[illegible] [illegible] неразрешенных γ-линий.

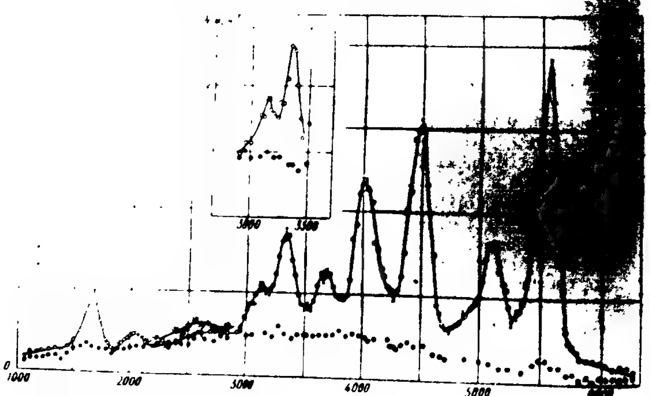


Рис. 1. γ-Спектр $Eu^{152, 154}$, полученный на элотроне с целлофановой [illegible] толщиной 17 μ. 1 — совпадения при мишени в пучке, 2 — совпадения при [illegible] вне пучка (фон), 3 — совпадения при мишени толщиной 50 μ

Для лучшего разделения двух линий в области 2900 ÷ 3500 [illegible] выполнено исследование этого участка спектра в условиях [illegible] разрешающей способности прибора. Результаты приведены в [illegible] части рисунка.

Для определения относительных интенсивностей γ-линий [illegible] $Eu^{152, 154}$ был исследован на ритроне [6], для которого [illegible] ствительность рассчитана.

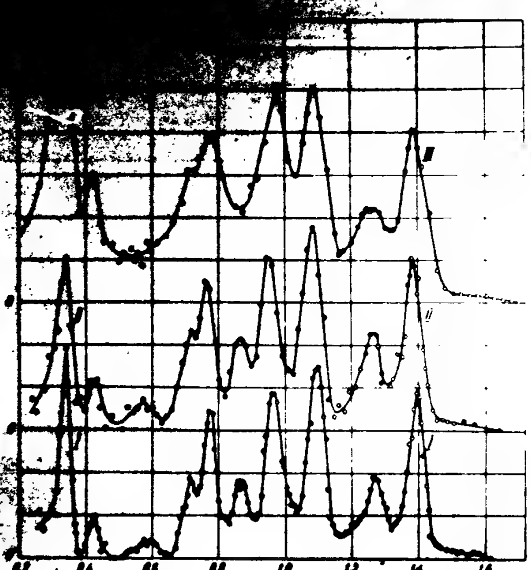


Рис. 2. γ-Спектры $Eu^{152, 154}$ в обработанном виде: I — спектр, снятый на элотроне с мишенью толщиной 17 μ; II — то же, но с мишенью толщиной 50 μ; III — спектр, снятый на ритроне с мишенью толщиной 50 μ. На ординате отложено число γ-квантов, приведенное к равным интервалам энергии γ-лучей

Кривые I и II получены на элотроне с мишенями 17 и 50 μ целло[illegible] соответственно, кривая III — на ритроне в обычных для него усло[illegible].

Из рис. 2 видно, что элотрон обладает лучшей разрешающей способностью в сравнении с ритроном. При этом светосила приборов одного [illegible]рядка.

Кривые I и II спектра были разложены на отдельные [illegible] [illegible] градуировочных γ-линий Co^{60}, Zn^{65} и ThC″, специально [illegible] [illegible] на элотроне в тех же условиях, при которых был [illegible] [illegible]. Кривая III была разложена на компоненты при помощи [illegible] [illegible], приведенных в работе [6].

[illegible] пиков в спектрах, полученных на [illegible] погрешностей измерений и разложения [illegible] (с точностью до 5—6 %), поэтому

[illegible] электрона можно пользоваться [illegible] рассчитанной для ритрона [6].

В таблице приведены значения энергий и [illegible] ностей γ-линий $Eu^{152,154}$. Относительные интенсивности [illegible] димому, впервые.

Относительные интенсивности γ-линий $Eu^{152,154}$

E_γ, keV по нашим измерениям	[illegible]: Мишень толщиной 17 µ, площади линий	Мишень толщиной 17 µ, относ. инт.	[illegible]: Мишень [illegible], площади линий	Мишень [illegible], относ. инт.	Ритрон: Мишень толщиной [illegible], площади линий	Ритрон: относ. инт.	Значения E_γ по работам с конверсионными электронами: Шуад [7]	Корн [8]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	337; 344
[illegible]	[illegible]	[illegible]		[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	408; 412; 448
[illegible]	[illegible]	[illegible]		[illegible]			[illegible]	584, 587; 608; 612; 720,4
	[illegible]		[illegible]	[illegible]			772–774	778
[illegible]		[illegible]	[illegible]					868; 871
		[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0,93	959	963; 964
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,[illegible]	100	1,21	1082	1086; 1116
[illegible]			[illegible]	[illegible]	[illegible]	0,41	—	—
			[illegible]	1,[illegible]	100	1,06	1402	—

[illegible] достоверны значения относительных интенсивностей γ-[illegible], [illegible] мишенью толщиной 17 µ.

[illegible] наблюденные нами γ-линии в спектре $Eu^{152,154}$ были [illegible] [illegible] конверсионным электронам, либо по [illegible] [illegible] поглощения γ-лучей. Полученные нами [illegible] [illegible] согласуются с результатами ряда работ [illegible] [illegible] keV, наблюденные в работах [8, 12], [illegible] [illegible] достаточной разрешающей способности [illegible] [illegible] 650 keV существует, согласно [illegible] [illegible] таблицу). В этой области мы [illegible] [illegible] фоном, указывающее на существование [illegible] [illegible] интенсивность, условно отнесенная к [illegible] в таблице.

И[illegible] периодов полураспада изотопов [illegible] блюдая за распадом, выделять γ-излучение, [illegible] изотопом. Для того чтобы установить, какие из γ-линий [illegible] распад определенного изотопа, необходимо исследовать [illegible] или обогащенные одним из изотопов источники. Есть указание [12], что среди линий, перечисленных в таблице, γ-линия $h\nu = 344$ keV сопровождает распад Eu^{152}, γ-линия $h\nu = 1116$ keV — распад Eu^{154}.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Fajans K., Steward D., Phys. Rev., 56, 625 (1939).
2. Hayden R., Reynolds J., Inghram M., Phys. Rev., 75, 1500 (1949).
3. Inghram M., Hayden R., Phys. Rev., 71, 130 (1947).
4. Karraker D., Hayden R., Inghram M., Phys. Rev., 87, 901 (1952).
[illegible] А., Шестопалова С., [illegible] Ю., Изв. АН СССР, Се[illegible]
[illegible] W., Stoddard A., Phys. Rev., [illegible]
[illegible], Proc. Phys. Soc., 63A, 126 (150).
[illegible], 611 (1952).
[illegible], 607, [illegible]
[illegible] Lee M., Phys. Rev., 86, 1038 (1952).
[illegible] M., Cork J., Phys. Rev., 84, 1079 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАД...

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧ...

А. И. ГРИНБЕРГ и И. Х. ЛЕМБЕРГ

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ СЛУЧАЕВ УГЛОВОЙ ...

Угловая корреляция типа β — γ при переходе $Sb^{124} \rightarrow$ ...

Введение

Во многих ... частицы из ядра сопровождается испусканием ... числа β — γ-совпадений от угла θ между ... β-частицы и γ-кванта при ... и энергии β-частиц ... ение функции β — γ-корреляции дает некоторые ... характеристиках соответствующих ядерных уровней, ... щения β-перехода, о типе взаимодействия между ... частицами при β-распаде [1]. Опыт, при котором энергия ... емых в счетчик, лежит внутри заданного узкого интервала ... ΔE, дает так называемую дифференциальную функцию ... корреляции. Если в исследуемом случае ... каскада имеет место ... в распределении β — γ-совпадений ... наибольшая степень анизотропии будет получена при $E_1 \approx E_{гр}$, где ... верхняя граница β-спектра.

В зависимости от условий опыта дифференциальная функция β — γ-корреляции может быть получена либо в виде $W(\theta)$ при ..., либо в виде $W(\theta) = f(E_1)$ при θ = const; для повышения ... целесообразно в первом случае выбрать $E_1 \approx E$... 0°. ... случаев обнаруженной на опыте анизотр... совпадений пока весьма невелико. Сильн... место при β-переходе Sb^{124} (60 дней) → Te...

β — γ-Корреляция для Sb^{124} исследовалась в ... функция β — γ-корреляции определена в работах ... работ находятся в удовлетворительном согласии ... подробно (через 10°) кривая $W(\theta)$ снималась в работе [4]. ... обнаружил, что при регистрации β-частиц с $E > 0{,}9$ MeV $W(\theta) = 1 - 0{,}23 \cos^2\theta$. Дифференциальная функция β — γ-корреляции для Sb^{124} изучалась в работах [1] и [4]. В работе [1] при помощи магнитного спектрометра с короткой линзой была определена зависимость $W(180°) = f(E_1)$ в области $E_1 \approx 1 \div 2$ MeV. При $E_1 \approx 2$ MeV $W(180°) = 0{,}58 \pm 0{,}07$. В работе [4] отбор β-частиц по энергиям производился при помощи сцинтилляционного β-спектрометра и 12-канального амплитудного анализатора. В этой работе также определялась зависимость $W(180°) = f(E_1)$ ... $E_1 \approx 1 \div 2{,}17$ MeV. При $E_1 \approx 2{,}17$ MeV $W(180°) = 0{,}56$ ...

В частном случае перехода ... измерение функции β — γ-корреляции в виде $W(180°)$ ... В этом переходе β-спектр ... признать целесообразным ... спектров, причем ... из пяти парциальных ... тельно 2,3 MeV, ... из них равна приблизительно 1,6 MeV. ... жесткости спектра равна ... очевидно, имеет смысл ... совпадения γ-квантов только с теми β-частицами, которые относятся к одному парциальному спектру. ... опыт даст смесь корреляционных функций.

... область ... на опыте ... довол... β — γ-корреляции ... $E_{гр} \approx 2{,}3$ MeV ...

... дифференциальной функции ... на рис. 1. Для отбора β-частиц по энергиям ... с короткой магнитной линзой. ... основание ... L от источника до детектора ... 1,04 м, ... спектрометра 200 мм, максимальный ...

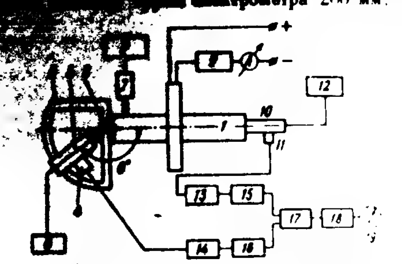


Рис. 1. Схема расположения магнитного спектрометра и счетчиков и блок-схема установки. 1 — магнитный спектрометр, 2 — камера источника, 3 — γ-счетчик, 4 и 11 — предварительные усилители, 5 — алюминиевое кольцо с делениями, 6 и 12 — батареи сухих элементов ($U \sim 1{,}4$ kV), 7 — термоэлектрическая лампа, 8 — измеритель вакуума, 9 — реостат, 10 — β-счетчик, 13 и 14 — линейные усилители с отрицательной обратной связью (K - 100), 15 и 16 — дискриминаторы, 17 — схема совпадений, 18 — пересчетная схема с максимальным коэффициентом пересчета 8192, 19 — электромагнитный нумератор

...сительный телесный угол $\omega \approx 0{,}88$ %. β-Частицы регистрировались кристаллом стильбена в виде диска ф 8 мм и толщиной ~ 2 мм. ...овод в виде стержня из органического стекла ... 30 мм и длиной 100 мм ... дает световые вспышки от кристалла к фотоэлектронному умножителю ..., расположенному вне вакуумной камеры. ... отражения стильбена кристалл закрыт ... толщиной ~10 μ.

В γ-счетчике использован кристалл ... и 30 мм. Конечные размеры каждого ФЭУ ... углом 90° к оси магнитного спектрометра ... возможности был использован светопровод ... длиной 85 мм. Телесный угол, под которым ... $\omega_\gamma = {}^1/_{135} = 0{,}74$ % от полного телесного угла.

Для защиты от магнитного поля, создаваемого ..., фотоэлектронные умножители β- и γ-счетчиков ... стоящие каждый из трех концентрических цилиндров ...

Цилиндрическая латунная камера источника ... имеет щель высотой 12 мм, закрытую латунной фольгой ... На выступающую часть корпуса, в которой находится ... γ-счетчика, надет свинцовый колпачок (толщина боковых стенок 4 мм и передней 2 мм), предотвращающий регистрацию рассеянных ...

3. Методика измерений

Источник излучений Sb^{124} был изготовлен путем ... в ... слоя Sb_2S_3 толщиной $\sim 1{,}8$ мг/см^2 и ϕ 5 мм на ... фольги толщиной 3 мг/см^2. Активность источника ... 62 μCu. Разрешающее время схемы совпадений $\tau = (1{,}6-1{,}7)$ ...

Мы исследовали угловую корреляцию между β-частицами ... спектра Sb^{124} и следующими за ними γ-квантами ... E_γ ... MeV. Режим магнитного спектрометра был ... фокусировались β-частицы с энергией ... MeV. ... аберрации спектрометра, можно вычислить, ... частицы, энергия которых $E_\beta = 1{,}78 \pm 0{,}22$ MeV. ... измерялась при четырех значениях θ: ... при каждом значении θ является ... корреляции

$$\ldots \tag{1}$$

... совпадений. ... для данного угла ... по 100 совпадений ... т. е. $N_{и+сл} = 100$. ... определялась скорость ... среднее арифме... При $\theta = 180°$ было ... и при $\theta = 120°$ — ... разрешающее время ... использовалось для вычисления ... случайных совпадений ($N_{сл}$) в данном измерении. В каче... формуле (1) мы использовали приведенную скорость счета ... скорость счета истинных совпадений, отнесенную к произведению $N_\beta \cdot N_\gamma$. Как известно, $N_{сл} = 2 N_\beta N_\gamma \tau$; следовательно,

$$N(\theta) = \frac{N_и}{N_\beta \cdot N_\gamma} = \frac{N_{и+сл}}{N_\beta \cdot N_\gamma} - 2\tau.$$

Величина $A(\theta)$ определялась по формуле (1) для каждого измерения. Окончательное значение $A(\theta)$ находилось как среднее арифметическое из всех вычисленных для данного ... значений.

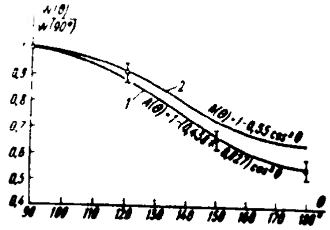


Рис. 2. Дифференциальные функции β—γ-корреляции для Sb^{124}: 1 — опытная кривая, 2 — теоретическая кривая, исправленная на угловое разрешение установки

4. Результаты измерений

... следующие результаты: ... 0,912 ± 0,029, $A(150°) = 0{,}658 \pm 0{,}026$, $A(180°)$ ... указаны среднеквадратичные ошибки). Эти значения ... (рис. 2).

Наиболее жесткий ... относят к переходу первого запрещения ... корреляции должна иметь вид:

$$\ldots \tag{2}$$

... методом ... соответствует ... с экспериментальной кривой ... исправить на угловое разрешение ... по формулам, указанным в работе ...

$$\ldots = 0{,}98, \quad a_2^{(2)} = 0{,}976.$$

5. Обсуждение результатов

а) Схема уровней и переходов для превращения Sb^{124} ... своей сложностью и, несмотря на большое число ..., настоящему времени известна лишь в общих чертах. ... литературе данные об этой схеме противоречат ... На рис. 3 показана схема, предложенная в ... из последних работ об излучениях ... [7]; см., также [15] с добавлениями, ... данными на данных К. Громова и др. [8] ... наличие каскада $\beta_5 \to \gamma_1$ установлено с достоверностью, так что неопределенность схемы ... не сказывается на произведенных ... измерениях.

На основании исследования формы спектра β_5 [16] в 1951 г. было высказано предположение, что этот спектр относится к переходу первого запрещения и является спектром α-типа и что последовательность переходов в каскаде $\beta_5 \to \gamma_1$ характеризуется формулой: $3(1) \to 1(1)0$ (римская цифра I означает первую степень запрещения). При переходе α-типа β-взаимодействие описывается только одним матричным элементом B_{ij}.

Результаты нескольких работ по β—γ-корреляции у Sb^{124} показали, однако, что вариант ... $3(1) \to 1(1)0$ не соответствует действительности [3, 4, 1]. В дальнейшем в ряде [5, 11, 17, 18] было достоверно установлено, что переход γ_1 относится к типу $E2$. ... можно считать, что ... четно-четного ядра Te^{124}_{52} J_A ... следует положить, что J_B ... 2 ... Таким образом, формула ... интересующего нас β—γ-каскада должна иметь ... руководствоваться при анализе результатов ...

Если оставить в силе предположение ... относится к α-типу и к переходу первого запрещения ..., переходе $C \to B$ должна равняться 2, ... J ...

Пользуясь формулами А. З. Долгинова [19] ... теоретических работ [20—22], мы вычислили функции ... для вариантов $0(I)2(2)0$ и $4(I)2(2)0$ при ... единственном матричном элементе B_{ij}, считая ... внесения поправки на угловое разрешение установки ...

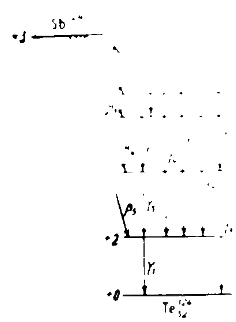


Рис. 3. Схема уровней и переходов для превращения $Sb^{124} \to Te^{124}$. Границы β-спектров: β_1 — 0,24, β_2 — ..., β_3 — 0,966, β_4 — 1,602, β_5 — 2,317 MeV. Энергии γ-квантов: γ_1 — ..., γ_2 — 0,641, γ_3 — 0,716, γ_4 — ..., γ_5 — 2,09, γ_6 — 0,958, γ_7 — ... (для этого γ-перехода ... в схеме нет места), γ_8 — 1,347 MeV. Пунктиром показано альтернативное размещение переходов

[illegible]ициенты: для первого варианта $A(\theta) = 1 +$ [illegible] $A(\theta) = 1 + 0{,}35\cos^2\theta$. Таким образом, для [illegible] ное отличие от вида функции $A(\theta)$, найденной нами [illegible] ательно, предположение о том, что спектр β_3 относится к [illegible] первого запрещения, необходимо отвергнуть. Кроме того, [illegible] жения, в силу которых значения $J_C = 0$ или 4 мало вероятны [illegible] вания считать, что $J_C = 3$. Если переход β_3 попрежнему считать [illegible] первого запрещения (хотя убедительных свидетельств в пользу [illegible] положения нет), то на основании правил отбора Гамова—Теллера [illegible] этом переходе должна измениться четность состояния; так как J_C [illegible], можно положить, что J [illegible] 2.

Пользуясь [illegible] теоретическими работами, мы вычислили функцию [illegible] 3(1)2(2)0 в тензорном варианте [illegible] матричном элементе B_{ij} и при $E_\beta = 1{,}78$ MeV [illegible] на угловое разрешение установки [illegible] рис. 2).

Коэффициент [illegible] отличается от найденного на опыте [illegible] $|\leqslant 0{,}465$. Существенно, что [illegible] расхождение вряд ли можно приписать тому, что [illegible] опыта (например рассеяние [illegible] показали вид [illegible]).

В [illegible] работах [illegible] Sb^{124} [1—4] проводилось [illegible] опытной кривой $W(\theta)$ [illegible] теоретического [illegible] для [illegible] при матричном элементе B. [illegible] в нашем случае [illegible] что теоретическая [illegible] опытной, но полного совпадения между ними нет. [illegible] расхождения не связаны с какими-либо ошибками [illegible] утверждать, что переход β_3 у Sb^{124} не может быть [illegible] матричного элемента B_{ij} при тензорном [illegible]. Можно попытаться получить более точное [illegible] и опытом, взяв для расчета $\beta - \gamma$-корреляции [illegible] матричных элементов при каком-либо одном типе β-взаимодействия или [illegible] нескольких типов взаимодействия, причем [illegible] провести не только для первого, но и для второго [illegible] запрещения перехода β_3. Однако в подобных расчетах содержится [illegible] произвольных параметров (например соотношение амплитуд и фаз [illegible] матричных элементов), дающих возможность подогнать различные [illegible] теоретического расчета к данным опыта.

[illegible] неоднозначность наглядно продемонстрирована в работах Мориты и [illegible]. Эти авторы в работе [23] показали, что можно теоретически [illegible] одновременно форму спектра β_3 и данные о $\beta - \gamma$ корреляции в каскаде β_3 — γ_{11}, если принять линейную комбинацию матричных элементов [illegible] и B_{ij}^{0} в тензорном варианте первого запрещения. Позже, в работе [24], они показали, что не менее удовлетворительное согласие между теорией и опытом дает предположенная в работе [7] комбинация типов взаимодействия: $S + T + P$ при $\Delta J = 1$. В обоих случаях $\beta - \gamma$-каскад Sb^{124} характеризуется формулой — 3 (1) [illegible].

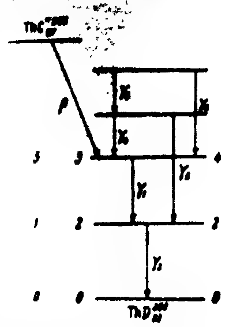
Таким образом, измеренная нами дифференциальная функция $\beta - \gamma$-корреляции для Sb^{124} при $E_\beta = 1{,}78$ MeV [illegible] предположение о том, что спектр β_3 относится к переходу [illegible] первого запрещения.

Для получения более определенных данных о переходе β_3 (степени [illegible]), какими матричными элементами описывается [illegible] значительно повысить точность опытного определения [illegible] вида функции $\beta - \gamma$ корреляции. В частности, [illegible] отсутствия в функции $W(\theta)$ члена с $\cos^4\theta$ [illegible] того, что β_3 действительно является переходом [illegible]

[illegible] распадаются [illegible], что γ-кванты [illegible] другом в каскаде. $\gamma_1(E$ [illegible]

По [illegible] ведут к указан[illegible] ному [illegible] рис. 4 приводится схема распада ThC″ → [illegible]

Анализ [illegible] основание считать, что интенсивность [illegible] MeV), $\gamma_4(E_4 = 0{,}277$ MeV) и $\gamma_5(E_5 = 0{,}859$ MeV) [illegible] с интенсивностью γ_1 и γ_2 [illegible] свинцовые [illegible] толщиной 2 мм понижают относительную эффективность [illegible] γ_5 и γ_6), а интенсивность $\gamma_6(E_6 = 0{,}51$ MeV) составляет [illegible] от интенсивности γ_1. На рис. 4 приведены также значения спинов [illegible] и двух возбужденных уровней ThD по данным работ [28, 29].



[Р]ис. 4. Частичная схема [у]ровней и переходов для [п]ревращения ThC″→ThD. [Э]нергии γ-квантов: γ_1 — [0,5]8, γ_2 — 2,62, γ_3 — 0,233, γ_4 — 0,277, γ_5 — 0,859, γ_6 — [0,5]1 MeV. Цифры слева от уровней — спины этих уровней по данным работ [28] (крайний столбец слева) и [29]. Цифры справа от уровней — вероятные спины по нашим данным

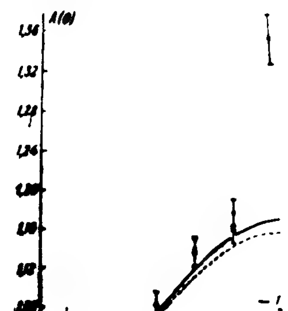


Рис. 5. Функции $\gamma - \gamma$ корреляции для γ-квантов ThD: 1 — теоретическая кривая для варианта последовательности переходов 4(2)2(2)0; 2 — теоретическая кривая, исправленная на угловое разрешение; 3 — [illegible] экспериментальные данные; 4 — экспериментальные данные [illegible] на [illegible]

В нашей работе измерена величина коэффициента [illegible] $A(\theta) = \frac{W(\theta)}{W(90°)}$ при $\theta = 120, 135, 150, 165$ и 180°. В [illegible] ченной [illegible] угловой корреляции типа $\gamma - \gamma$, описанной [в] [6], произведены следующие изменения: 1) вместо [illegible] в качестве [illegible] использованы кристаллы NaJ(Tl) [illegible] в герме[тичные] [illegible] контейнеры со стеклянным окошком [illegible] импульсы [illegible] поступали на схему совпадений не непосредственно, как в [illegible] в работе [6], а предварительно усиливались при [illegible] с коэффициентом усиления $K = 100$ и максимально [illegible]

...ной частотой пропускания f_{max} = 2MHz. В [illegible] при изучении угловой корреляции γ-квантов ThD [illegible] совпадений типа Росси с предварительным формированием [illegible] помощи триггеров. Разрешающее время τ схемы совпадений [illegible] $1{,}6 \cdot 10^{-7}$ сек. Ввиду быстрого распада источника (T = [illegible]) измерение производилось в течение 10 мин; измерения производились поочередно для заданного угла между осями счетчиков и [illegible]. Для каждого угла набиралось не менее 10 тысяч истинных [illegible].

В качестве источника использовался активный осадок тория на [illegible] подложке. Сила источника подбиралась такой, что [illegible] числа случайных к числу истинных совпадений составляло в [illegible] дня $^1/_4$—$^1/_5$ и к концу дня примерно $^1/_{10}$. В полученные результаты вводились поправки на счет случайных совпадений и на влияние аннигиляционных γ-квантов. Влияние аннигиляционных квантов учитывалось при помощи экспериментально снятой зависимости скорости счета аннигиляционных квантов Cu^{64} от угла θ между счетчиками.

Эта же кривая была использована для введения в теоретическую функцию угловой корреляции поправок на угловое разрешение. Результаты измерения величины *A* представлены на рис. 5 и подтверждают результаты работы [30]. Можно предположить для ThD вариант 4(2) 2(2) 0, т. е. что спины уровней имеют значения 4, 2, 0, а переходы между [illegible] квадрупольные. Варианты 3(2) 1(1) 0; 3(2) 2(2) 0 и 3(1) 2(2) 0, [illegible] в работах [25, 29], должны были бы повести к значениям [illegible] (см. рис. 2 в работе [6]) и, таким образом, должны [illegible]. То обстоятельство, что присутствие γ_6 не отражается на [illegible] функции, возможно объяснить, если предположить, что [illegible] возбужденного уровня, распадающегося с испусканием γ_6, [illegible] переход является квадрупольным. В этом случае ре[illegible] функция совпадает с функцией угловой корреляции для [illegible] 2 [illegible].

[illegible] отметить, что указанное приписывание значений [illegible] возбужденным уровням ThD и порядков мультипольности [illegible] этими уровнями не может считаться окончательно установленным.

[illegible] Л. Латышева [31], при радиоактивном распаде ThC → ThC′ [illegible] испускание γ-квантов. Наличие такого каскада, а [illegible] каскада [illegible] при распаде ThC′ может сильно [illegible] интерпретацию функции [illegible] наблюдения.

Каскадный переход в Nb

[illegible] Nb^{95}, за которой следует, [illegible] интенсивность которого [illegible] Nb^{95} и что последующий [illegible] каскадно, с испуска- [illegible] keV, либо непосредственно, [illegible] составляет всего 7 %. [illegible] в работах [33, 34], [illegible] переход Nb^{95} из возбужденного [illegible] исследования угловой [illegible] в наличии каскадного [illegible] целью увеличения эффективности [illegible] keV в установке для измерения [illegible] надеваемые на переднюю часть [illegible] алюминиевыми колпачками с передней

[illegible] нами по- [illegible] распада [illegible] совпадений. [illegible] для которых [illegible] поэтому вопрос о нали- [illegible] повторно. Алюминие- [illegible] насадками из свинца, примене- [illegible] на пути из одного счетчика в [illegible] и практически ликвидировало влияние [illegible]. Впереди сцинтиллятора помещалась алюминиевая [illegible] 1,5 мм, что достаточно для поглощения всех β-[illegible]. Разрешающее время τ схемы совпадений в опытах с Zr [illegible]. Измерения в этих условиях показали, что интенсивность [illegible] (если она существует) не превышает 1 % от интенсивности [illegible] γ-переходов.

Выражаем [illegible] признательность Д. Г. Алхазову и А. З. Долгинову за обсуждение результатов, С. Г. Цепанину, Г. И. Мишину, Ю. А. Шалашову, К. И. [illegible] — за участие в измерениях.

Ленинградский
физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

Stevenson D., Deutsch M., Phys. Rev., 83, 1202 (1951).
Ridgway S., Phys. Rev., 78, 821 (L) [illegible].
Beyster J., Wiedenbeck M., Phys. Rev., 79, 169 (L), 728 (L) (1950).
Darby E., Canad. J. Phys., 29, 569 (1951).
Kloepper R., Lennox E., Wiedenbeck M., Phys. Rev., 88, [illegible] (1952).
Алхазов Д., Лемберг И., Гринберг А., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 487 (1953).
[illegible]anger L., Lazar N., Moffat R., Phys. Rev., 91, 338 (1953).
[illegible]ромов К., Джелепов Б., Жуковский Н., Силантьев [illegible]
[illegible]ольнов Ю., ДАН СССР, 86, 255 (1952).
[illegible]etzger F., Phys. Rev., 90, 328 (L) (1953).
[illegible]aerker R., Birkhoff R., Phys. Rev., 89, 1159 (L) (1953).
[illegible]utchinson D., Wiedenbeck M., Phys. Rev., 88, 699 (1952).
[illegible]omlinson E., Ridgway S., Gopalakrishnan K., Phys. Rev., 91, 484 (1953).
Kraushaar J., Goldhaber M., Phys. Rev., 89, [illegible]
[illegible]олотавин А., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, [illegible]
[illegible]anger L., Starner J., Phys. Rev., 93, [illegible]
[illegible]anger L., Phys. Rev., 84, 1059 (L) (195[illegible]).
Stump R., Phys. Rev., 86, 249 (L) (1952).
Metzger F., Phys. Rev., 86, 435 (L) (1952).
Долгинов А., ЖЭТФ, 22, 668 (1952).
Alder K., Helv. Phys. Acta, 25, 235 (1952).
Кондон Е., Шортли Г., Теория атомных [illegible]
Jahn H., Proc. Roy. Soc., 205A, 192 (1951).
Morita M., Yamada M., Progr. Theor. Phys., 8, [illegible]
Morita M., Yamada M., Progr. Theor. Phys., 10, [illegible]
Oppenheimer F., Proc. Cambr. Phil. Soc., 32, [illegible]
Surugue J., Ann. de Phys., 8, 484 (1937).
Richardson H., Nature, 161, 516 (1948).
Martin G., Richardson H., Proc. Phys. Soc., 63A, [illegible]
Arnoult R., Ann. de Phys., 12, 241 (1939).
30 Petch H., Johns M., Phys. Rev., 80, 478 (195[illegible]).
31 Латышев Г., Кульчицкий Л., ЖЭТФ, 11, [illegible]
32 Ш[illegible], ЖЭТФ, 21, 1370 (1951).
33 Siegbahn K., [illegible] L., Ark. Fys., 6, 81 (1953).
34 Mandeville C., Shapiro E., Mendenhall [illegible]
Conklin [illegible], Phys. Rev., 89, 550 (1953).

ИЗВЕСТИЯ А[illegible]
Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗ[illegible]

Б. А. ШАХБАЗЯН и Л. И. РУСИНОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ Br_{35}^{80*}

Введение

Исследова[illegible] [illegible] электронов внутренней конверсии, испускаемых [illegible] [illegible] ядер позволяет определять в одном опыте [illegible] [illegible] ленных состояниях, так и четности их [illegible] [illegible] выражении функции угловой [illegible] [illegible]

$$W \ldots \sum_{0} \ldots \qquad (1)$$

[illegible] зависят как от порядков мультипольностей последо[illegible] переходов, так и от типов переходов, т. е. от спина ядра [illegible] состояниях и от четностей этих состояний. Множитель [illegible] порядков мультипольностей переходов и является [illegible] угловой корреляции для данного ядра. Предел [illegible] определяется из условия

$$k_{max} \leqslant 2l_1,\ 2l_2,\ 2J_2,$$

[illegible] порядки мультипольностей последовательных переходов, [illegible] ядра в промежуточном состоянии.

[illegible] явление угловой корреляции отсутствует. Исследо[illegible] корреляции электронов внутренней конверсии в элементах Ta^{181}, Hg^{197*} [illegible] работы [2, 3]. В этих работах установлен факт наличия угловой корреляции, [illegible] о квантовых [illegible] уровней состояний [illegible] Наличие угловой [illegible] внутренней [illegible] в работе [illegible] Чукина [4]. [illegible] в результате [illegible] найдена [illegible] корреляции K- и [illegible] внутренней конверсии [illegible] которой сделан [illegible] о спинах ядра в возбужденных состояниях и о четностях [illegible]. Схема распада ядра Br^{80} [illegible] на рис. 1.

[illegible] переходов Br_{35}^{80*} – Br_{35}^{80} очень [illegible] конверсии перехода Br_{35}^{80} – Br_{35}^{80} несколько

[illegible] зависимости [illegible] внутренней конверсии, испус[illegible] от угла между направлени[illegible]

[illegible] установка

[illegible] счетчиком и источником

Схема [illegible] которого проводились опыты по угловой корреляции [illegible] внутренней конверсии брома, приведена на рис. 2. [illegible] в виде сферического стеклянного сосуда ϕ 200 [illegible] гор[illegible] вых [illegible] счетчиков 2 [illegible] другой 3 [illegible] вокруг источника 4, как вокруг центра. Источник и фильтр 5 [illegible] на двух шлифах.

Источник при всех измерениях устанавливался так, чтобы [illegible] между нормалью к его поверхности и осью неподвижного счетчика равнялся 45°; [illegible] от окна счетчика до источника — 50 мм; диаметр окна счетчика — 10 мм. Измерения проводились под углами 75, 60, 45 и 30°. Камера и счетчики были наполнены [illegible] [illegible] конверсионные электроны брома газом — [illegible] гелия (90%) и паров [illegible] спирта (10%) при суммарном давлении ~ 50 мм рт. ст. При этих условиях корень квадратный из среднеквадратичного отклонения электронов с энергией 23,5 keV, прошедших слой смеси толщиной [illegible] мм, равнялся, согласно теории многократного рассеяния [illegible] Бете [5], ~2,7 мм. Поправка на [illegible] коэффициента A_2 угловой корреляции [illegible] электронов типа $1 + A_2\cos^2\theta$ при A_2 = 0,5 равнялась [illegible]

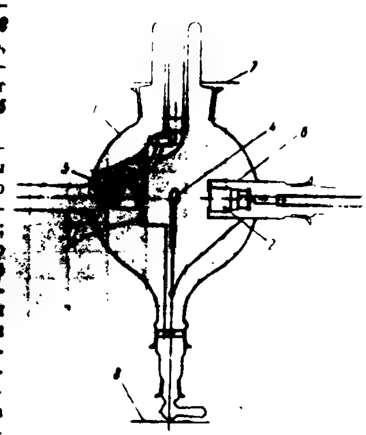


Рис. 2. Схема прибора для исследования угловой корреляции электронов внутренней конверсии брома. 1 – камера, 2 – неподвижный счетчик, 3 – подвижный счетчик, 4 – источник конверсионных электронов, 5 – фильтр (поверхностная плотность [illegible]), 6 – электростатический экран [illegible]

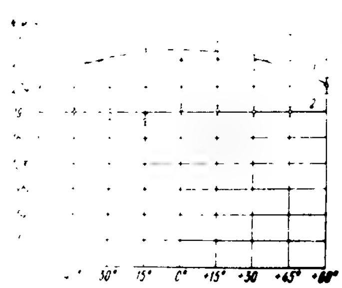
Для исключения фона совпадений между [illegible] конверсии и Оже-электронами Br_{35}^{80*} окна [illegible] закрывались органическими пленками с поверхностной [illegible] Поверхностная плотность наполняющего прибор [illegible] 0,14 мг/см². Эта величина несколько превышает [illegible] более быстрых Оже-электронов брома, максимальная энергия которых не превышает 12,5 keV. Наклон плато счетчиков равнялся [illegible] Эффективность счетчиков составляла 80% от эффективности тех же счетчиков, [illegible] смесью аргона (90%) и паров этилового спирта (10%)

при давлении 100 мм рт. ст. Фильтр толщиной 4,2 мг [illegible] щий все конверсионные электроны брома, применялся при [illegible] фона совпадений от других излучений при распаде $Br_{35}^{80^*}$.

Импульсы от электронных счетчиков подавались на двухкаскадный усилитель, формировались триггерными схемами и после дифференцирования подавались на схему совпадений. Одновременно с измерениями числа [illegible] измерялись числа отсчетов в одиночных счетчиках, для чего [illegible] лами триггеров через катодные повторители [illegible] схема. Разрешающее время схемы совпадений [illegible]

[illegible] источник

[illegible] в виде диска AgBr с [illegible] нанесенного на целлофа[illegible] мг см$^{-2}$. [illegible] поверхностной [illegible] менее 0,1 мг см$^{-2}$ [illegible] распределение элек[illegible] излучения источника [illegible] рис. 3. Это обстоятельство свидетельствует о слабом поглощении и рассеянии электронов в активном слое и о слабом обратном рассеянии электронов от подложки.



[illegible] углового распределения электронов [illegible] излучения радиоактивного источника при суммарной поверхностной [illegible] источника и целлофановой [illegible] 1 — 105 мг см$^{-2}$, 2 — < 0,1 мг см$^{-2}$

Принятые в опытах размеры источника и геометрические условия измерений обусловили отсутствие зависимости числа импульсов излучений в подвижном счетчике от угла между осями счетчиков.

В проведенных опытах диаметр источника равнялся 2 мм. При диаметре окна счетчика 10 мм и расстоянии от окна счетчика до источника 50 мм величина телесного угла, под которым видно окно счетчика из источника, составляла 0,00248 от величины полного телесного угла и изменялась менее чем на 0,01% при изменении угла между осями счетчиков.

Результаты эксперимента

Для получения значений [illegible] конверсионных электронов $Br_{35}^{80^*}$ из измерений [illegible] определить величину фона случайных [illegible] от других видов излучений. Измерения [illegible] образом. При определенном угле между [illegible] 10 мин измерялись совпадения и загрузки [illegible] подвижного счетчика закрывалось фильтром [illegible] 4,2 мг см$^{-2}$ и вновь в течение 10 мин [illegible] числа отсчетов счетчиков. При каждой установке [illegible] аналогичные измерения производились три раза.

[illegible] складывается из числа [illegible] конверсии — $N(e^- - e^-)$, числа [illegible] конверсии и рентгеновских [illegible] $(e^- - R, \gamma)$, числа совпадений всех [illegible] собой и числа совпадений между всеми [illegible] $Br_{35}^{80^*}$ — $N(R - R, \gamma)$, числа случайных совпадений [illegible] $\gamma-\gamma$, $\beta-\gamma$-совпадений от распада ядра Br_{35}^{80} — N_{80}:

$$N = N(e^- - e^-) + N(e^- - R, \gamma) + N(R - R, \gamma) + N_{c.c} + N_{80}. \tag{2}$$

Толщина примененного нами фильтра достаточна для полного поглощения всех электронов внутренней конверсии, поэтому при измерениях с фильтром первое слагаемое исчезает, а второе — уменьшается вдвое в соответствии с уменьшением вероятности регистрации совпадений $(e^- - R, \gamma)$ в два раза при закрывании окна одного счетчика.

Измерения показали, что в условиях проведенных опытов величина фона от $Br_{35}^{80^*}$ составляет 14,9%. Расчет показывает, что более 94% этой величины приходится на совпадения $N(e^- - R, \gamma)$. Число совпадений $N(R - R, \gamma)$ составляет величину менее 1,5% от полного числа совпадений при $\theta = 90°$. Число совпадений при измерениях с фильтром выражается следующим образом:

$$N' = \frac{1}{2} N(e^- - R, \gamma) + N(R - R, \gamma) + N'_{c.c} + N'_{80}. \tag{3}$$

Числа N_{80} и N'_{80} измерялись через 48 час после начала опыта в соответствии с периодом полураспада Br_{35}^{80}, равным 36 час. Поглощением [illegible] и γ-квантов в фильтре можно пренебречь. Число совпадений в единицу времени между конверсионными электронами $Br_{35}^{80^*}$ выражается следующим образом:

$$n(\theta_i) = \frac{1}{T} \sum \{(N - N_{c.c} - N_{80}) - 2(N' - N'_{c.c} - N'_{80})\}. \tag{4}$$

T — время измерения при угле θ_i. В наших опытах $T = 30$ мин. [illegible] при удвоении второй скобки слагаемым $N(R - R, \gamma)$ можно пренебречь ввиду его малости. Таким образом, выражение (4) показывает, что при принятой методике измерения удается отделить совпадения между электронами внутренней конверсии от фона случайных совпадений и совпадений от других видов излучений. Для нахождения наиболее вероятнейшего значения $n(\theta_i)$ из ряда измерений различных [illegible] вычислялись средневзвешенные ряда измерений для каждого угла, при котором велись измерения, причем $n(\theta_i)$ приводились ко времени [illegible]. Значения функции угловой корреляции определялись как

$$W(\theta_i) = \frac{n_{cp}(\theta_i)}{n_{cp}(90°)}.$$

В ряде случаев вводились поправки на нецентральное [illegible] источника, которые определялись экспериментальным путем. [illegible] вычислялись средневзвешенные ряда значений функции угловой корреляции, полученных из всех опытов.

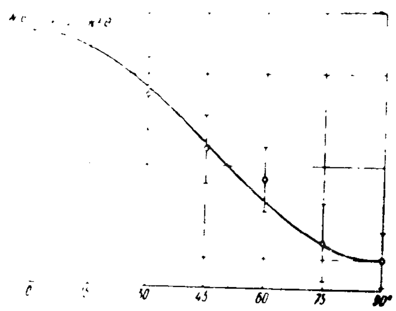
Результаты четырех серий опытов сведены в таблицу.

Относительная погрешность значений функции угловой корреляции в окончательном результате равна 6%.

Результаты определения значений функции угловой [illegible] конверсионных электронов $Br_{35}^{80'}$ из четырех серий [illegible]

θ_i	Серия опытов № 1	№ 2	№ 3	№ 4	[illegible]
90	[illegible]	[illegible]	1	[illegible]±0,14	1±0,06
75	0,99[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]±0,13	1,04±0,06
60	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]±0,15	1,17±0,07
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1,28[illegible]16	1,24±0,07
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]0,17	1,35±0,06
				[illegible]	1+0,49 cos² θ

[illegible] функции типа [illegible] функции для [illegible]



[illegible] функции угловой корреляции K- и L-[illegible] внутренней конверсии $Br_{35}^{80'}$

Сопоставление результатов экспериментов с теоретическими расчетами и выводы

[illegible] угловой корре[illegible] угловой [illegible] каскадных пе[illegible] Б. А. Тер[illegible] общего [illegible] корреляции [illegible] числам и [illegible] совокупность [illegible] внутренней конверсии, [illegible] по формулам, данным в приложе[illegible] на рис. 5. На этом же рисунке при-

ведены [illegible] функции угловой корреляции [illegible] $Br_{35}^{80'}$. В вычисленные нами функции [illegible] внутренней конверсии были введены [illegible] телесных углов окон электронных счет[illegible] электронов в окнах счетчиков и в газе камеры и на [illegible] рассеяние электронов в газе.

Сопоставление результатов опыта с вычисленными для различных вариантов [illegible] $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ функциями угловой корреляции приводит к следующим выводам:

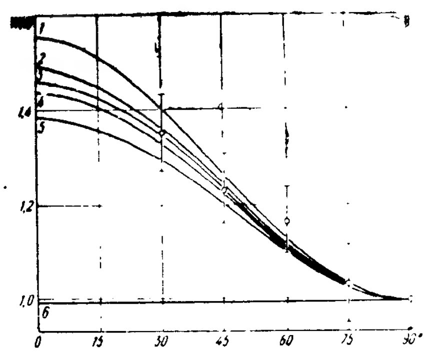


Рис. 5. Сопоставление экспериментальных (точки) и теоретических (кривые) результатов по угловой корреляции K- и L-электронов внутренней конверсии $Br_{35}^{80'}$. Теоретические кривые рассчитаны для различных типов коррелирующих переходов: 1 — $E2$ — $L2$. $W(\theta) = 1 + 0{,}490 \cos^2\theta + 0{,}0585 \cos^4\theta$; 2 — $E4$ — $E1$. $W(\theta) = 1 + 0{,}487 \cos^2\theta$; 3 — $M4$ — $E1$: $W(\theta) = 1 + 0{,}460 \cos^2\theta$; 4 — $E3$ — $E1$; $W(\theta) = 1 + 0{,}438 \cos^2\theta$; 5 — $M3$ — $E1$; $W(\theta) = 1 + 0{,}382 \cos^2\theta$; 6 — $M3$ — M[illegible]: $W(\theta) = 1 - 0{,}0073 \cos^2\theta$

[illegible] Переход $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ — дипольный, электрического типа [illegible] переходов $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ типа M функция угловой [illegible] убыванием угла от 90 до 0°, т. е. знак при A_2 [illegible]тельным, что противоречит данным опыта. [illegible] их порядках мультипольности перехода Br[illegible] так и магнитного типов, исключаются при [illegible] величины полного коэффициента внутренней конверсии [illegible]хода с теоретическим.

[illegible]спериментальное значение полного коэффициента [illegible] $\frac{N_e}{N_\gamma}$ перехода $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ равно 1,44 ± 0,23. [illegible] [illegible]тивистском приближении значения $\frac{N_e}{N_\gamma}$ для переходов [illegible] $M1$ равны соответственно 1,54 и 1,23. Неточность вычисления коэффициента внутренней конверсии для энергии перехода $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$, равной [illegible] keV, не превосходит 20 %. Между тем величины коэффициента внутренней конверсии в предположении, что переход $Br_{35}^{80'} \to Br_{35}^{80}$ должен быть квадрупольного или дипольного типа, разнятся примерно в 20 раз. Следовательно, этот переход должен быть дипольным.

Таким образом, возрастание функции [illegible] внутренней конверсии Br^{80}_{35} указывает, что [illegible] Этот вывод не согласуется с предположением [illegible] дипольном характере этого перехода.

2. Согласно рис. 5 мультипольность перехода $Br^{80}_{35} \rightarrow$ [illegible] быть не ниже [illegible]. В пределах ошибки опыта [illegible] хоты [illegible] $M3$ [illegible] $M3$. Согласно данным Л. Русинова и [illegible] [illegible] коэффициента внутренней [illegible]

[illegible] равна 0,7 для [illegible] [illegible] для $M3$.

[illegible] мнению, что пере-

[illegible] может быть

[illegible] для β-рас-

[illegible] довательно,

[illegible] состоя-

[illegible]

[illegible] вызываемых электронами внутренней конвер[illegible] Br^{80}_{35} и $Br^{80}_{35} \rightarrow Br^{80}_{35}$, указывает, что средняя про[illegible] ядра Br^{80}_{35} меньше разрешающего времени схемы

$$\tau_{Br^{80}_{35}} < 3{,}5\cdot10^{-7}\text{ сек.}$$

[illegible] из оптических данных по сверхтонкому расщеплению [illegible] спектра брома [9] минимальное время жизни τ_H [illegible] относительно [illegible] ентации в магнитном поле электронной об[illegible]

$$\tau_H \approx 10^{-10}\text{ сек.}$$

Известно [10], что для возможности [illegible] искажениями угловой корреляции необходимо вып[illegible]

$$\tau_H [illegible]$$

Это условие для бром[illegible]

С другой стороны [illegible] электронов внутренней конверсии Br^{80}_{35} [illegible] времени жизни ядра брома в состоянии Br^{80}_{35} [illegible]

Следует заметить [illegible] угловой корреляции излучений может дать в [illegible] о верхнем пределе продолжительности жизни [illegible] состоянии ядер.

Выражаем глубокую благодарность К. А. Тер-Мартиросяну за большую помощь по вопросам теории.

1. [illegible] G., Phys. Rev., 85, 5 (1952).
2. W[illegible] (1949).
3. H[illegible] Helv. Phys. Acta, 23, 855 (1950).
4. P[illegible] 1020 (1949).
5. B[illegible] (1946).
6. B[illegible] 216 (1944).
7. B[illegible]
8. P[illegible] A., Journ. Phys. USSR, 3, 281 (19[illegible])
9. T[illegible] S., Proc. Roy. Soc., 175, 366 (19[illegible])
10. Hamilton D., Phys. Rev., 58, 122 (1940).

ПРИЛОЖЕНИЕ

[illegible] ФОРМУЛЫ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ И КОЭФФИЦИЕНТОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ

(по К. А. Тер-Мартиросяну)

Электрический 2^l-польный переход

[illegible]фициенты внутренней конверсии:

$$\gamma_K^{2l+2}\alpha_K^{(l)} = \frac{l}{l+1}\,q(l, n_K),$$

$$\gamma_L^{2l+2}\alpha_{L_I}^{(l)} = \frac{l}{l+1}\,q_0(l, [illegible]),$$

$$\gamma_L^{2l+2}\alpha_{L_{II,III}}^{(l)} = \frac{l}{l+1}\left[\frac{l}{2l+1}\,q_1(l, n_L) + \frac{l+1}{2l+1}\,q_2(l, n_L)\right].$$

[illegible]ициенты угловой корреляции электронов внутренней конверсии:

$$b_k(K) = 1 + \frac{k(k+1)}{2l(l+1) - k(k+1)},$$

$$b_k(L_I) = b_k(K),$$

$$b_k(L_{II,III}) = 1 + \frac{k(k+1)}{2l(l+1) - k(k+1)}\cdot\frac{l(l+1)}{2l+1}\cdot\frac{1 - 2T_l\cos(\eta_{l+1} - \eta_l) + T_l^2}{l+1+lT_l^2}.$$

Магнитный 2^l-польный переход

[illegible]ициенты внутренней конверсии:

$$\gamma_K^{2l}\beta_K^{(l)} = \lambda + \mu_1,$$

$$\gamma_L^{2l}\beta_{L_I}^{(l)} = \frac{\left(1+\frac{n_L^2}{4}\right)^2}{16n_L^4}\left[\frac{l+1}{2l+1}\,\lambda_0 + \frac{l}{2l+1}\,q_0(l+1, n_L)\right],$$

$$\gamma_L^{2l}\beta_{L_{II,III}}^{(l)} = \frac{\left(1+\frac{n_L^2}{4}\right)^2}{16n_L^4}\left\{\frac{l^2 - 1}{4l^2 - 1}\,\lambda_1 [illegible] \frac{l(l+2)}{(2l+1)(2l [illegible])} [illegible]\right.$$

$$\left. + \left[\frac{l(l+1)}{(2l+1)(2l+3)} [illegible] \frac{[illegible]}{(2l+1)^2}\right] [illegible]\right\}$$

Коэффициенты угловой корреляции электронов внутренней [illegible]

$$b_k(K) = 1 + \frac{k(k+1)}{2l(l+1) - k(k+1)}\cdot\frac{l(l+1)}{2l+1}\cdot\frac{1 - 2\tau_m\cos(\eta_{l+1} [illegible]) + \tau_m^2}{l+1+l\tau_m^2}$$

$$b_k(L_I) = 1 + \frac{k(k+1)}{2l(l+1) - k(k+1)}\cdot\frac{l(l+1)}{2l+1}\cdot\frac{1 - 2T_m\cos(\eta_{l+1} - \eta_l) + T_m^2}{l+1+lT_m^2}$$

$$b_k(L_{II}, _{III}) = 1 + [illegible] \gamma_1(kl l, ll) + \frac{l^2(2l-1)}{8(2l+1)(2l+3)} \gamma_1(kl l2, ll) [illegible]$$

$$[illegible] q_1(l+1, n_L) + \frac{l^2-1}{2l-1}\Lambda_1 + \frac{l(l+2)}{2l+3} q_1(l+1, [illegible])$$

$$[illegible] \Lambda_1 + \frac{l(l+2)}{2l+3} \gamma_1(kl l + 22, ll + 2)\, q_1(l+1, n_L) [illegible]$$

$$[illegible] q_1(l+1, n_l) + \frac{l^2-1}{2l-1}\Lambda_1 + \frac{l(l+2)}{2l+3} q_1(l+1, n_L)\Big] +$$

$$[illegible] \gamma_1(kl l2, ll-2) + [illegible] \Lambda_1 + \frac{l(l+2)}{2l+3} q_1(l+1, n_L)\Big] +$$

$$[illegible] (kl l2, ll+2) [illegible] q_1(l+1, n_L)\Big] +$$

$$[illegible] (ll \; 2) [illegible] (l+1, n_L)\Big].$$

$[illegible] \; \Gamma_m, \tau_m, \Lambda_0, [illegible] (\tau_{l,2} - \eta_l).$

$$[illegible] \prod (j^2 + n_K^2) [illegible]$$

$$[illegible] \Big[2(l+1) [illegible] n_l^2 [illegible] B_l \Big]^2 [illegible]$$

$$q_1(l, n_l) [illegible] B_l \Big|^2 ; [illegible] \prod_{j=1} (j^2 + n_L^2)$$

$$V [illegible] \prod (j^2 + n_K^2) [illegible] \frac{l\, 2^{2l+1}}{(2l+2)!};$$

$$[illegible] = [illegible] \cdot \frac{[illegible] + 12 n_L^2}{1 + \frac{n_L^2}{4}}, \ldots;$$

$$[illegible] = 0,\; \overline{E}_2 = 1,\; \overline{E}_3 = \frac{4}{3}, \ldots;$$

$$\Gamma_l = \frac{l+1}{l}\sqrt{[illegible]},\quad \overline{\Gamma}_m = \sqrt{\frac{q_0(l+1, n_L)}{\Lambda_0}},\quad \tau_m = \sqrt{[illegible]};$$

$$\mu_1 = \frac{l}{2l+1} \cdot \frac{(1+n_K^2)^2}{16 n_K^4}\, q(l+1, n_K);$$

$$\lambda = \frac{l+1}{2l+1} \cdot \frac{\pi}{137} \left[\frac{(2l-1)!!}{(2l-1)!}\right]^2 \frac{\prod_{j=1}^{l-1} (j^2 + n_K^2)}{1 - e^{-2\pi n_K}} [illegible]$$

$$\Lambda_0 = \frac{\pi}{137} \left[\frac{(2l-1)!!}{(2l-1)!}\right]^2 \frac{\prod_{j=1}^{l-1} (j^2 + n_L^2)}{1 - e^{-2\pi n_L}} \cdot \frac{2^{4l} [illegible] n_L^{2l+4}}{\left(1 + \frac{n_L^2}{4}\right)^{2l+1}};$$

$$\Lambda_1 = \frac{\pi}{137} \left[\frac{(2l-1)!!}{(2l-3)!}\right]^2 \frac{\prod_{j=1}^{l-2} (j^2 + n_L^2)}{1 - e^{-2\pi n_L}} \cdot \frac{2^{4l-4} n_L^{2l+6}}{\left(1 + \frac{n_L^2}{4}\right)^{2l+1}};$$

$$\tau_{(l+1)} = \frac{l(l+1) - n_L^2}{\sqrt{[(l+1)^2 + n_L^2](l^2 + n_L^2)}},$$

$$[illegible] \tau_{l}) = \frac{(l+1)(l+2) - n_L^2}{\sqrt{[(l+1)^2 + n_L^2][(l+2)^2 + n_L^2]}},$$

$$\tau_{(l+2)} = \frac{[(l+1)(l+2) - n_L^2][l(l-1) - n_L^2] - (2l-1)(2l+3) n_L^2}{\{[(l+2)^2 + n_L^2][(l+1)^2 + n_L^2](l^2 + n_L^2)[(l-1)^2 + n_L^2]\}^{[illegible]}},$$

$$\tau_{(l-2)} = \frac{(l-1)\,l - n_L^2}{(l^2 + n_L^2)^{\frac{1}{2}}\,[(l-1)^2 + n_L^2]^{\frac{1}{2}}};$$

$$n_K = \frac{Z_{ef}^{(K)}}{137\frac{v}{c}},\quad n_L = \frac{Z_{ef}^{(L)}}{137\frac{v}{c}};\quad \gamma_k = \frac{Z_{ef}^{(K)}}{137},\quad \gamma_l = \frac{Z_{ef}^{(L)}}{137},$$

$$Z_{ef}^{(K)} = Z - \sigma^{(K)},\; Z_{ef}^{(L)} = Z - \sigma^{(L)};\; \sigma^{(K)} = 0{,}3;\; \sigma^{(L)} [illegible]$$

$$[illegible](kl l_1^2, l l_2) = [illegible]\,\overline{(2l_1+1)(2l_2+1)}\, W(kl l_1^2, l l_2)\, [illegible]$$

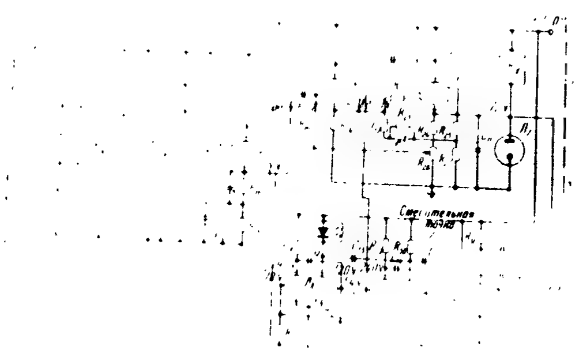
ИЗВЕСТИЯ АКАД...
Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

... Я. ШАВТВАЛОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ... МЕТОДОМ СОВПАДЕНИЙ

... авторами как методами ... спектрометров. Был изучен ... спектров, а ... Измерения методом ... спектрометра в ...

... для γ-лучей ... невелики, в ... регистри- ... ями и ча... последовательно ... фото-

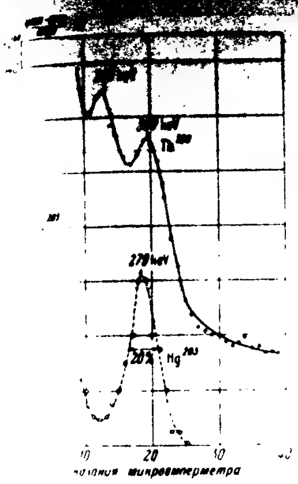


R_{22} — 22 kΩ, ... kΩ, R_{11} ... R_{16}, ... 220 kΩ ... 39 kΩ, ... pF, C_9 — ... 6Ж4.

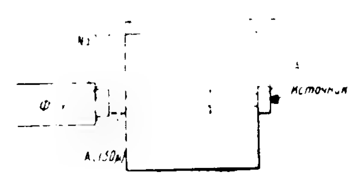
... измерения β — γ- и ... внутренней конверсии ... спектрометр с кристаллом

... работы, приведенные на рис. 1. Линейный усилитель по двухкаскадной схеме с отрицательной обратной связью имел полосу пропускания, равную 1 MHz и коэффициент усиления 100.

Анализатор состоит из ... дискриминаторов амплитуды на лампах Л-8 и Л-9, выполненных ... одновибраторов ... ями срабатывания ... ограничите... мально закрытой ... няющего ... фото... анализатора ... ограничен...



Спектры Tb^{160} и Hg^{203} ... при помощи люминесцентного γ-спектрометра

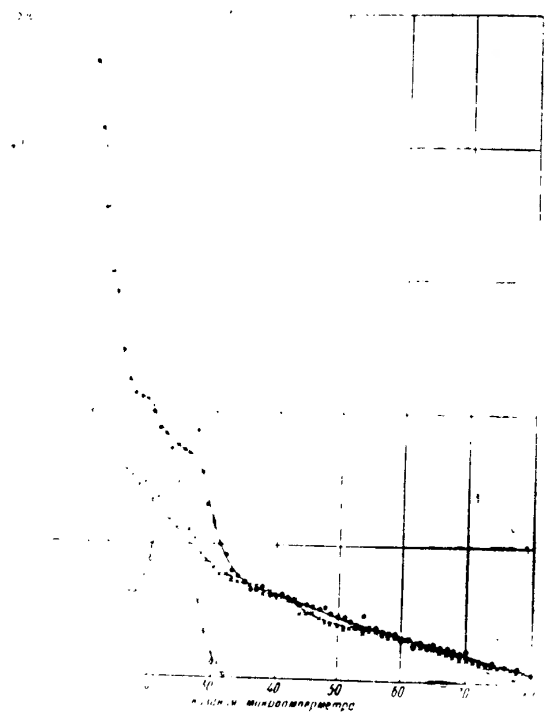


... схема ... люминесцентного ... спектрометра. Размеры ...

... Такое решение, как можно показать, делает ширину ... более стабильной по отношению к дрейфу характеристик Л-8 и Л-9. Каскад антисовпадений, характерный для анали... данной схеме отсутствует, его функции выполняет ...

... ировочные измерения на люминесцентном γ-спектрометре ... препаратом Hg^{203}. В результате проведенных измерений ... дующего отбора фотоэлектронных умножителей нам удалось ... разрешающую способность люминесцентного γ-спектрометра ... % при энергии γ-лучей 280 keV. На рис. 2 сплошной ... γ-спектр Tb^{160}, пунктиром ... спектр Hg^{203} ... дана на рис. 3. При этих условиях ... люминесцентного γ-спектрометра ... было изучить β ... совпадений ... 22 × 22 мм) и ухудшили условия ... γ-спектрометр достаточно ... способность ухудшилась. При энергии ... линии вместо 20 % стала равной ... 200 и 300 keV слились в одну ... спектром Hg^{203}, полученным в этих же условиях ... точку так, чтобы регистрировались γ-лучи ... регистрировались γ-лучи 200 keV. К сожалению, ... спектр комптоновских электронов сильно размыт ... половина регистрируемой интенсивности будет относиться ... и 960 keV) γ-лучам. Такая оценка была сделана ...

дополнительных измерений γ-спектров Zn^{65}, Tb^{160} и Hg^{203} ... ствительно, из рис. 4 можно заключить, что при показаниях ... перметра, соответствующих энергии 300 keV, отношение числа ... ов от γ-лучей Tb^{160} к числу импульсов от γ-лучей Zn^{65} равно ...



... тры Tb^{160}, Hg^{203} и Zn^{65}, получен... ...ного спектрометра в условиях ...

... Zn и Tb^{160} совмещены жестк... ... 1,11 MeV ... лучей ... 870 keV ... 960 keV ... должна ... лучей Tb^{160}, поэтому ... лучей тождественна ... Zn^{65}, на спектром... точку γ-лучи, ... жесткие

Измерен... тра Tb^{160} ... β-спек... дующим ... keV ... мы проводили сле... счетчик... регистрировались Жестк... ...метра с магнитной линзой. ...люминесцентным γ-спектрометром по

компонент... 300 keV. Чтобы избежать влияния магнитной ... β-спектрометра, на фотоэлектрон... ... расположения фотоэлектронного

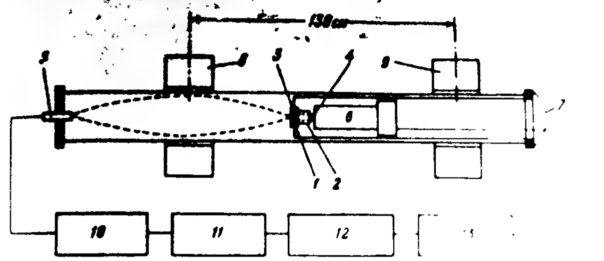


Рис. 5. Схема опытов по β—γ-совпадениям ... чник, 2 — свинец, 3 — алюминий, 4 — ... ФЭУ, 7 — светоизоляция, 8 — магнитная линза ... № 2 (компенсационная), 10 — ... промежуточный блок, 12 — схема ... литель и дифференциальный ...

...теля компенсировалось при ... рой пропускался в обратном ... вакуумной каме... магнитных линз и фото... ного умножителя. ... от счетчика Гей... Мюллера и люминес... γ-спектрометра по... на схему совпадений ... дающим временем ...

... 6 сплошной кри... ражен β-спектр, кор... ...е жесткими γ-лу... рис. 7 сплошными ... график Ферми ... приведенного на ... виде сплошной кри... рис. 7 видно, что ... сложный и состоит ... компонент с гранич... энергиями 550 и 880 keV ... образом, из наших ... ...релируют примерно ... результат противоречит ... м, используя в люминесцентном ... интегрального анализатора ... измерения совпадений ... чами. β-Спектр получился ... ным анализатором. Число ... примерно в 4 раза

При изучении совпадений, ... keV и электронами β-распада, люминесцентный ...

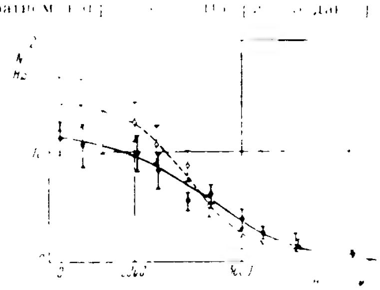
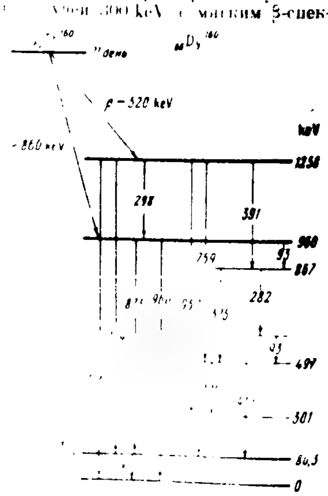


Рис. 6. β-Спектр ... спектр, ... 87 ... keV ...

строен на энергию γ-лучей, равную ~300 keV. На рис. 6 [illegible] тирной кривой представлен β-спектр, коррелирующий с γ-лучами [illegible] а также с более жесткими 870 и 960 keV. При этих измерениях [illegible] [illegible] истинных совпадений для электронов с $H\rho$ = 2000 Gs·cm равнялось 25,5 имп час$^{-1}$, а число случайных — 33,5 имп час$^{-1}$. На рис. 7 пунктирные кривые представляют график Ферми β-спектра, приведенного на рис. 6 в виде пунктирной кривой. Из этих кривых видно, что [illegible] сложный и со- [illegible] двух компонент [illegible] энергиями [illegible] keV. Из сравне- [illegible] и сплош- [illegible] рис. 6 видно, [illegible] 300 keV не- коррелируют [illegible] (верх- [illegible] keV). [illegible] Более [illegible] и надежные [illegible] существенного увеличения [illegible] спектрометра. Полученное [illegible] 300 keV с мягким β-спек- [illegible]



[illegible] мерения [illegible] [illegible] спектрометра [illegible] сим образом [illegible] электроны [illegible] величина $H\rho$ [illegible] [illegible] ствующая электронов [illegible] конверсионных

Если бы [illegible] лучами 85 keV и же-

[illegible] должно было [illegible] при регистрации β-спектра [illegible] Однако опыт показал, что число [illegible] случае увеличивалось в 5—6 раз по сравнению [illegible].

Следовательно, [illegible] корреляция γ-лучей 85 keV с жесткими лучами [illegible].

Для надежного [illegible] установления схемы распада необходимо измерить относительные интенсивности γ-лучей и их коэффициенты внутренней конверсии, а также исследовать угловую корреляцию. Кроме этого желательно изучить еще некоторые типы [illegible] ний, которые нам не удалось выполнить из-за недостаточной [illegible] разрешающей способности люминесцентного γ-спектрометра.

После того, как была закончена эта работа, появилась [illegible] Иордана и Ле Бланка [10], в которой подробно [illegible] Tb^{160} при помощи двух люминесцентных спектрометров [illegible] на совпадения, а также при помощи магнитного [illegible] результате исследования β-γ- и γ-γ-совпадений [illegible] схема распада Tb^{160} (рис. 8). Полученные нами [illegible] согласии с этой схемой распада.

[illegible] выражаем глубокую благодарность С. С. Васильеву [illegible] в работе, ценные советы и дискуссии. Выражаем [illegible] помощь в работе Б. М. Макуни, Ю. Г. Хачатурова [illegible] и особенно Н. В. Безбородову, выполнившему [illegible] наладке амплитудного анализатора и схемы [illegible]

Цитированная литература

[illegible] S., Blair K. [illegible] Phys. Rev. 77, [illegible]
[illegible] J. Branyan C. [illegible] Rutledge W. [illegible] Rev. 78, 304 (1950).
[illegible] [illegible]
[illegible] A., Ketelle B. [illegible] 1951)
[illegible] B., Boos [illegible]
[illegible] B., Taylor [illegible]
[illegible] kler T. [illegible]
[illegible] yre I., Hofst[illegible]
[illegible] adter R. M. [illegible]
[illegible] S., Jordan [illegible]

ЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

Г. М. ДРАБКИН, В. И. ОРЛОВ и Л. И. РУСИНОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНОЙ ИЗОМЕРИИ

Zn^{69*}, Se^{79*}, Se^{81*}, Nb^{95*}, Rh^{103*} и Ba^{137*}

... ядерных изомеров среди изотопов ... связаны с системой энер... структуры ядерных оболочек. Эта ... состояниям ядер, а также и ... малую энергию воз-

... мультипольности ... моментов и чет... уровней, следующей из ... произвести сравнение ... ядер с теорети... предположениях

... изомерных ядер Zn^{69*}, Se^{79*},

... этих изомеров производилось ... коэффициентов внутренней ... была уточнена схема радио-

Zn^{69*}

... в работе [1], метастабильные ядра ... распада $T_{1/2} = 13,8$ час в основное со... 57 мин происходит β-переход в основ-

... магнитного β-спектрометра с одно... опыты по подтверждению этой ... Zn^{69*}. Для этого мы проверяли постоян... Zn^{69*}. В течение 50 час измерений ... спектра Zn^{69} ... при этом ... 57 мин и

... 57 мин

... провo... ионных ... различных фильт... keV

... электронов Zn^{69} выпол... магнит... ~0,6 мг см$^{-2}$.

Регистр... счетчиком торцового типа с око... ~0,1 μ.

Результаты ... спектра Zn^{69} представлены на рис. 1. Граница ..., по графику Ферми—Кюри, равна 920 ± 20 ... конверсионных электронов равны 429 ± 3 и $437 + 3$ ... конверсии перехода с энергией 439 ± 3 keV на K- и L-... атомов цинка. Полученное значение энергии согласуется с величиной, определенной из опытов по поглощению γ-излучения

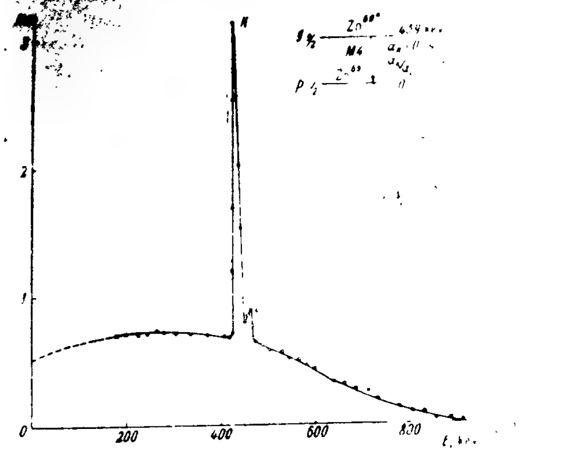


Рис. 1. β-Спектр и схема распада Zn^{69*}

установлении радиоактивного равновесия между ... электронов β-спектра, испускаемых в единицу вре... изомерных переходов. Коэффициент внутренней ... цинка — α_K — определялся по отношению числа K ... к общему числу электронов β-спектра.

... Кюри. В результате ... α_K ...

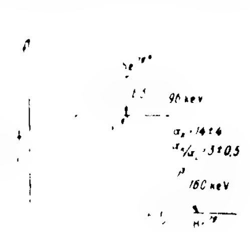
... теоретическим расчетам ... и соответственно равен ... 052, $M5 \sim 0,164$

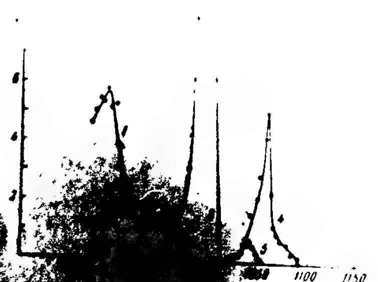
... сравнение опытных и расчетных ... показывает, что наилучшее ... предположении, что ... заключения служит ... $\alpha_K/\alpha_L = 7,5 \pm 1$ ... 30 и $E_\gamma = 439$ keV при переходе типа $M4$ ...

Ядра стабильного Ga^{69} находятся в основном ... имеет фермиевскую форму, поэтому ядрам Zn^{69} ... $p_{1/2}$. В соответствии с указанной мультипольностью ... метастабильным ядрам этого изотопа следует приписать ... Схема распада Zn^{69*} представлена на рис. 1

Se^{79*}

...мерных переходов ядер Se^{79*} и Se^{81*} представляет ... интерпретации уровней этих изомеров связана ... ядерных оболочек





...фотоэлектронных ... фотоэффекта на ... мерного перехода ... фотоэффекта на ... мерного перехо... конверсионные K- ... Se^{79*}, 5 — конвер... перехода Se^{79*} ... распада Se^{79}

...ходит с периодом полураспада $T_{1/2} \approx$ ... β-распада ($T_{1/2} \approx 6,5 \cdot 10^4$ лет превра... [4].

...применялись источники с поверхностной плот... Ввиду малого периода полураспада Se^{79*} пре... в камеру β-спектрометра через вакуумный шлюз. ... специальная электронная схема питания электро... β-спектрометра, которая давала возможность производить в ... промежутки времени изменения магнитного поля. Результаты измерения спектра конверсионных электронов Se^{79*} представлены на рис. 2.

Изображенные на этом рисунке максимумы (1, 4) соответствуют энергии K- и L-конверсионных линий изомерного перехода Se^{79*}; энергии этих конверсионных электронов соответственно равны 84 ± 1 и 94 ± 1 keV. ... возбуждения метастабильного уровня Se^{79*}, в соответствии с

...полученными ... равна 96 ± 1 keV. Отношение α_K/α_L для Se^{79*} равно $3 \pm 0,5$.

Для определения коэффициента конверсии α_K был использован м... ...авнения [5]. При помощи магнитного β-спектрометра в одинако... экспериментальных условиях определялись отношения интен... электронов, испускаемых радиоактивными препаратами $Se^{...}$ ... этом определении использовалось отличие в периодах ... и Se^{81*} ($T_{1/2}$ Se^{81*} = 56 мин).

Для Se^{81*} α_K был определен ранее методом сравн... ..., который находится в радиоактивном равнов... ...d^{109*}. Определение отношения интен... ...х переходах Se^{79*} и Se^{81*} прои... ...электронам, выбиваемым и... ...ний представлены на рис. 2 ... ...^{79*} — $\alpha_{K_{Se^{81*}}}$ — определялся ...

$\alpha_{K...}$

...отношение чисел ... ...ношение интенсивност... ...ниям Se^{79*} и $Se^{...}$ ... $7,1 \pm 1,5$.

...проведено несколько ... из которых было ... ...нее значение $\alpha_{K...}$

...итанные путем ... по данным работы [2] значения ...Se^{79} равны: для $E2$ и $M2$ ..., для $E3$ $\alpha_K \sim 7$, для $M3$ α_K ... $\alpha_K \sim 30$.

...поставления этих значений α_K с экспериментальным значением ... что лучшее согласие получается в случае предположения, что ...ли переход Se^{79*} типа $E3$. Расхождение, вероятно, обусловлено ...ью экстраполяции α_K в область ...00 keV. Для опре... мультипольности перехода были также использованы данные по... ...иведенные в работе [3]. Для $Z = 34$ и $E_\gamma = 96$ keV согласно ... значения α_K ... таковы: для $M2 \sim 8$, $M3 \sim 6$, $M4 \sim 3$, $E2 \sim 4$, $E4 \sim 1$.

...ленные в настоящей работе для Se^{79*} значения α_K и α_K/α_L ...ыть одновременно ... рассчитанными значениями ... α_L при предположении, что ...ный переход в Se^{79*} сопро... излучением типа E... ...нию ядра Br^{79} следует при... ...остояние $p_{3/2}$ [6]. ... основному состоянию ...^{79} можно приписать ... Метастабиль... ...дра Se^{79*} находится ... данным ... ...польности излучения ... ...ма распада Se^{79*} предста...

$Se^{...}$

...риод полураспада мета... ...ения Se^{81*} составляет ... ...ктивном распаде Se^{81} ($T_{1/2}$ ... ...ра в пределах ошибок опыта ... ...обстоятельство указывает ... ...ится к радиоактивному ... ...ерные ядра Se^{81*} распадаются ($T_{1/2}$ ... 56 мин) ... ...распада и переходит в основное состояние Se^{81}.

излучение с энер-
ном переходе.
производилось
был выбран
Cd¹⁰⁹

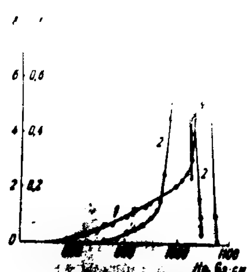


Рис. 3. ... электронов внутренней ... спектр ... внут- ... Ag¹⁰⁹

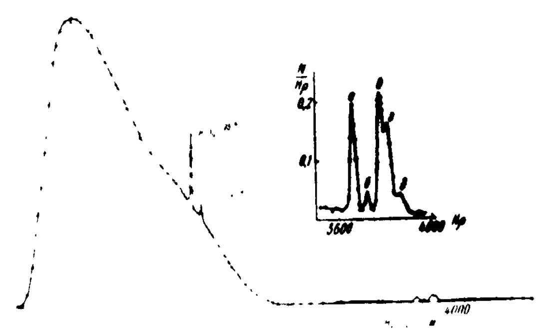
... β-спект-
... лось
... препара-
... препарат
... влены
... Коэффици-

где K_s — отношени-
мых препаратом Se
испускаемых
спектрометра
Se⁸¹

сравнение
препаратами
значение

результате проведенных измерений для коэффициента конвер-
сии Se⁸¹* на K-оболочке было получено значение
изучения спектра конверсионных электронов Se⁸¹*
слоя селена с поверхностной плотностью
приведены на рис. 4. Для α_K
значения α_K, рассчитанные
для $E2$ и $M2$ ~0,5, $E3$ ~6, $M3$
отсутствия теоретических расчетов
им формулам были использованы
работе [3]. По этим кривым
для разных мультипольностей
$M2$ ~4, $E3$ ~5, $M4$ ~1
ченное в настоящей работе
полученными в работе
~1,5.
ченные значения α_K
ваны с рассчитанными
реходе при
состояние Se
изомерных
стать состояние

спектра Nb⁹⁵* ... распада Zr⁹⁵ ($T_{1/2}$
спектра Nb⁹⁵ ... распадом с перио-
Nb⁹⁵ ... Zr⁹⁵ → Nb⁹⁵ → Mo⁹⁵
только ... β спектр [9—12].



изучения изомер
провести исследование
помощи β спектрометра
Zr⁹⁵. Для этих измерений
Nb⁹⁵. Измерения были
ии Zr⁹⁵ и Nb⁹⁵ ($T_{1/2}$

Mo⁹⁵

Регистрация электронов в β-спектрометре ... двух счетчиков, работающих по схеме совпадений ... спектра и конверсионных линий в области малых ... регистрировались одиночным счетчиком с окошком с ...

Рис. 6. График Ферми—Кюри β-спектра и схема распада Zr^{95}

... радиоактивных препара- ...

... конверсионных электронов Zr^{95} приве- ... видны K и L конверсионные линии ... энергией 237 keV. Кроме того, на кривой ...

... следует считать: a и $б$ — K- и L-кон- ... Zr^{95} ... 726 ± 2 keV, $в$ — K-линией Zr^{95} ... K-конверсионной линией Nb^{95} с $E_\gamma = 770 \pm 3$ keV, ... конверсионными линиями γ-лучей Nb^{95} с энер- ... энергией 760 keV. Идентификация этих конвер-

... контрольных измерений с источниками ... Zr^{95} и Nb^{95}.

Из ... Ферми—Кюри этого спектра (рис. 6) получены компоненты ... Zr^{95} с $E_{гр} = 885 \pm 10$, 396 ± 5 и 360 ± 5 keV, интенсивность ... соответственно составляет $2 \pm 0{,}5$, 55 ± 5, 43 ± 5 ..., а также ... β-спектра, относящаяся к Nb^{95}.

Данные ... β-спектра Zr^{95} и энергии γ-линий ... построить ... Zr^{95}, представленную на рис. 6. ... числа ... электронов и числа электронов в ... компоненте ... спектра Zr^{95} были установлены полные ... коэффициенты ... внутренней конверсии:

$$E_\gamma = 7.. \pm 3\ \text{keV}, \quad \alpha_K = (1{,}3 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-3} \ldots$$

$$E_\gamma = 760 \pm 3\ \text{keV}, \quad \alpha_K = (1{,}8 \pm 0{,}2\ldots) \cdot 10^{-3} \ldots$$

Следует отметить, что вследствие ... γ-лучей Zr^{95} с $E_\gamma = 760$ keV и Nb^{95} ... Zr ... энергией 760 keV определялось ... работе отношения α_K, α_L для ... Используя данные о K- и L-конверсионных ... на спадающей части β-спектра Zr ... ного перехода Nb^{95*}, ...

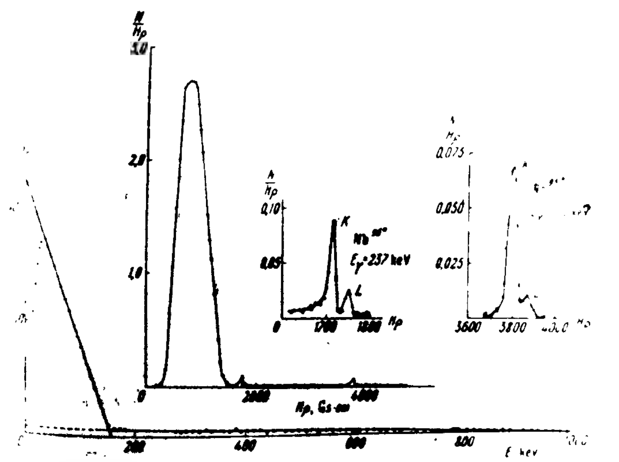


Рис. 7. β-Спектр и график Ферми—Кюри Nb^{95}

Для измерения β-спектра Nb^{95} ($T_{1/2} = 35$ дн) был приготовлен радиоактивный ... Nb^{95}, не содержащий Zr^{95}. Результаты измерений β-спектра Nb^{95} ... на рис. 7.

Конверсионные ... L-пики, соответствующие γ-лучам с энергией 237 keV, ... переходу Nb^{95*}. Интенсивность этих линий ... 90 ± 2 час. Для этого перехода отношение α_K/α_L ... результат совпадает с полученным ранее. ... является ...

...рис. 7 видны конверсионные K- и L-пики, соотв... ...770 ± 2 keV. Интенсивность этих ... ...примерно в 35 дней, соответствующ... ...график Ферми - Кюри. Из анализ... ...компоненты β-спектра Nb^{96}:

... keV (99 ± 0,5 %),

... keV (1 ± 0,5 %).

...компоненты было подтверждено на... ...интенсивным источником Nb^{96}, ... В этих измерениях интенсив... ...полученных данных, ...ленную на рис. 6. Для

... 0,2.

Таким обра... ...дования предложена общая схема ра... ...которой метастабильные ядра Nb^{95*} ра... ...на основное состояние Nb^{95}.

Для изомерного пере... ...7 keV) из кривых работы [3] при предположении ... γ-перехо... следует:

$$\text{для } E3\ \alpha_K/\alpha_L \sim 4{,}15, \quad \ldots\ 2{,}2,$$

$$\ldots\ \alpha_K/\alpha_L \sim 7{,}3, \quad \text{для } M5\ \ldots\ 4{,}7$$

...экспериментальными данными ...как переход типа $M4$, однако ...выяснения типа перехода ...рассчитали время жизни мета... ...keV) относительно испускания ... Эти вычисленные результаты ...временами жизни, полученными ...

...Nb^{95*} для определения времени ... рассчитывались по таблице в [2]. ...приведены в табл. 1

Таблица 1

...	E ...	...	...	$M3$	...
$\tau_{\gamma\ теор}$, сек	...	...	...·10⁸	2,2	...
$\tau_{\gamma\ эксп}$, сек	...	...	...·10⁴	5·10⁴	...

В соответствии со значением α_K/α_L для Nb^{95*} и ... следует, что тип изомерного перехода Nb^{95*} должен быть ...

Используя полученные в настоящей работе значения ... внутренней конверсии для других γ-переходов Nb^{96} и ... их с теоретически рассчитанными значениями, мы ... польности γ-линий

... keV — тип перехода — $M1$,

... E_γ = 780 keV — тип перехода — $E2$,

... E_γ = 770 keV — тип перехода — $E2$.

Мульт... этих γ-переходов указаны на приведенной на рис. ... схеме ... Nb^{96}.

Rh^{103*}

Изомерные ядра Rh^{103*} получались в результате β-р... ...риодом полураспада $T_{1/2}$ = 40 дн. Метастабильные ядра Rh... ...с полураспадом $T_{1/2}$ = 57 мин превращаются в Rh...

Распаду $Ru^{103} \to Rh^{103}$ соответствует ... ...несколько групп γ-лучей. Относительно... ...интенсивности, ...литературе имеются не согласующиеся между... В настоящей работе проведено более детальное ... В связи с изучением изомерного перехода Rh... при помощи магнитного β-спектрометра измерялся β-спектр Ru^{103}. ...поверхностная плотность источника составляла ~0,1 мг/см². Регистрация электронов производилась при помощи счетчика с окош... закрытым пленкой, поверхностная плотность которого была не больше 1 мг см⁻².

Результаты измерения представлены на рис. 8.

Рис. 8. β-Спектр и схема распада ...

...наблюдаются три пика — K-, L- и M-конверсион... ...Rh^{103*} с энергией 40 keV, с отношениями ...конверсии α_K/α_L = 0,18 ± 0,03 и α_L/α_M = 7 ± 1. ...максимумов были обнаружены K- и L-кон... ...γ-лучам Ru^{103} с энергией 498 keV. ...источником была обнаружена конвер... E_γ = 610 keV (см. рис. 8). ...что β-спектр Ru^{103} слож...

...льно толстые источни-
...ы граничной энер-
...

...распада Ru^{103},
...компоненты
...20 %. На
...определить
...Rh^{103} с энергией

...следует
...электри

...соответ
...спектра Ru^{103},
...Rh^{103} прино
...дит ... которы
с периодом ... перехода 40 keV пре
вращаются ...

В табл. 2 приводятся ... полученные
путем нерелятивистского ра...

Тип ...	...	β_2	...	...	M	M
...	...	0,18	0,0...	...		

...заключ...
...чена ...
...мы прои...
...ьного ...
...ем, ...
...конве...
...боты [17

Тип пере...

...мерное...

Ba^{137*}

Радиоактивный изотоп Cs^{137}, испускающий ... с периодом
... $T_{1/2}$ = 33 года, превращается в Ba^{137}. ...
... переходов β-распад Cs^{137} приводит ...
... Ba^{137*}, распадающихся с периодом ...
На рис. 9 представлен полученный ...

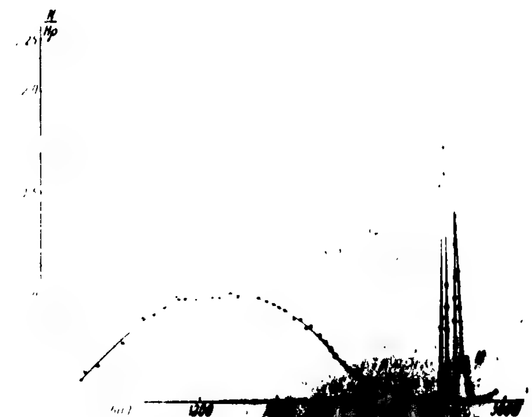


Рис. 9. β-...

...енный β-спектр ... keV принадле-
... K-, L-, M-... изомерному пе-
... с энергией ...
...ношению числа ... числа β-частиц
...был определен ... изомер-
...на Ba^{137*} α_K = 0,11 ± 0,0... коэффициентов вну-
...

$\alpha_L / \alpha_M = 4,1 \pm 0,4$.

... keV α_K для разных мульти-
... $M3$ ~0,045, $M4$ ~0,1,
... перехода Ba^{137*} — $M4$.
... согласуется со зна-
... типа $M4$.
...ание стабиль-

... Zn^{69*}, Se^{79*} ...
... источни...
...дования Ba^{137*}

Таблица 4

[illegible] изомерных переходов и уровней метастабильных ядер Zn^{69*}, Se^{79*}, Se^{81*}, Nb^{95*}, Rh^{100*} и Ba^{137*}

Ядро	Период	E, кэв	Тип перехода	Основное состояние	Метастабильное состояние	$\tau_{\gamma\ эксп}/\tau_{\gamma\ теор}$
Zn^{69*}	[illegible]	[illegible]	M4	$p_{1/2}$	$g_{9/2}$	~ 1
Se^{79*}	[illegible] мин	[illegible]	E3	$+7/2$	$p_{1/2}$	$\sim 10^4$
Se^{81*}	56 мин	[illegible]	E3	[illegible]	$+7/2$	$\sim 10^3$
Nb^{95*}	90 час	[illegible]	M4	[illegible]	$p_{1/2}$	~ 1
Rh^{100*}	57 мин	40	E3	p [illegible]	$+7/2$	$\sim 10^2$
Ba^{137*}	2,6 мин	661	M4	[illegible]	$h_{11/2}$	~ 1

[illegible] стабильному состояниям, сведены в табл. 4. Переход изомерных ядер Zn^{69*}, Nb^{95*} и Ba^{137*} в основное состояние сопровождается излучением типа $M4$, что согласуется с системой уровней, вытекающей из модели ядерных оболочек.

В ядрах Se^{79*}, Se^{81*}, Rh^{100*} изомерный переход сопровождается излучением типа $E3$. Для объяснения типа $E3$ перехода у этих изомеров необходимо предположить появление уровня $7/2$ в четвертой нуклонной оболочке. Можно считать, что этот уровень получается вследствие взаимодействия нескольких нечетных нуклонов, находящихся на g-уровне этой нуклонной оболочки.

Следует отметить, что для Se^{79*} основной уровень $+7/2$, а метастабильный — $p_{1/2}$, а для Se^{81*} основной уровень [illegible], а метастабильный — $+7/2$. Основное состояние Zn^{69} — $p_{1/2}$, а метастабильное [illegible], основное состояние Nb^{95} — $g_{9/2}$, а метастабильное — $p_{1/2}$. Эти данные связаны с характером заполнения уровней по модели ядерных [illegible].

В последнем столбце таблицы дано [illegible] экспериментальных времен жизни по отношению к γ-излучению ([illegible] учетом конверсии) с временами жизни, рассчитанными по [illegible] модели [13].

Для переходов типа $M4$ [illegible] удовлетворительное согласие; это согласие [illegible] радиационных переходов [illegible] одночастичной модели.

Для переходов [illegible] Rh [illegible] экспериментальные значения времени жизни [illegible] чем теоретически вычисленные [illegible] этих ядрах излучение [illegible] иметь в виду [illegible] времени жизни [illegible] времени жизни над [illegible] ядра, которые [illegible] экспериментального материала о [illegible] особенностей в структуре [illegible]

[illegible] Н. В. [illegible] и В. И. Шаралапову за [illegible]

Цитированная литература

1. Livingood I., Seaborg G., Phys. Rev., 55, 457 (19[illegible]).
2. Rose M., Goertzel G., Spinrad B., Harr J., [illegible] Phys. Rev., 83, 79 (1951).
3. Goldhaber M., Sunyar A., Phys. Rev., 83, 906 (195[illegible]).
4. Rutledge W., Cork J., Burson S., Phys. Rev., 86, [illegible]
5. Драбкин Г., Русинов Л., ДАН СССР, 97, 417 (19[illegible]).
6. Goldhaber M., Hill R., Rev. Mod. Phys., 24, 17[illegible]
7. Bergstrõm I., Thulin S., Phys. Rev., 76, 1718 [illegible]
8. Brunner I., Huber O., Helv. Phys. Acta, 26, [illegible]
9. [illegible]лашнюк Б., Драбкин Г., Орлов В. [illegible] 92, 6, 1141 (1953).
10. Шпинель В., ЖЭТФ, 21, 1370 (195[illegible]).
11. [illegible]itis H., Zappa L., Ark. Fys., 5, [illegible]
12. Cork J., Le Blanc J., Stump[illegible] [illegible] 86, 575 (1952).
13. Weisskopf V., Phys. Rev., 83, 107[illegible]
14. [illegible]ndaiah E., Phys. Rev., 79, 891 (19[illegible]).
15. Cork J., Le Blanc J., Martin [illegible] Brice M., Phys. Rev., 90, 579 (1953).
16. [illegible]bb M., Nelson E., Phys. Rev., 58, 486 (1940).
17. [illegible]wen I., Tralli N., Phys. Rev., 75, 529 (1949); Phys. Rev., 76, 1541 (194[illegible]).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК [illegible]
Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ [illegible]

П. А. ЯМПОЛЬСКИЙ, [illegible], М. Я. ГЕН и А. М. ТИХОМИРОВ

ОБНАРУЖЕНИЕ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ИЗОМЕРОВ

Обнаружение короткопери[illegible] с длительностью периода полураспада в интервале от [illegible] до долей секунд заключает в себе ряд трудностей. [illegible] более короткопериодных активностей представляет собой [illegible] время вполне разработанную область измерений, основанную на прим[illegible] методики запаздывающих совпадений. Это методика, однако, [illegible] неприемлемой для активностей, распадающихся за доли мили[illegible] большие времена, так как в этом случае необходима регистрир[illegible] аппаратура с малым разрешением, что приводит к большому фону [illegible] совпадений.

Увеличение активности препарата [illegible] улучшить положения дела, так как одновременно растет и фон.

Вследствие этих трудностей лишь очень [illegible] число работ посвящено исследованию активностей в этом временном интервале. Между тем несомненно, что исследования в этой области могут обнаружить большое число неизвестных активностей. Так, например, известно, что изотопы легких ядер с числом нейтронов, которое на единицу меньше числа протонов, являются неустойчивыми, причем период полураспада быстро убывает с ростом атомного номера. Последний из известных членов этого ряда, Ti^{43}, имеет период полураспада 0,58 сек [1]. Несомненно, что при наличии соответствующей методики регистрации можно было бы обнаружить следующие более короткопериодные члены этого ряда. В работе [2] были исследованы изотопы некоторых ядер с равным числом протонов и нейтронов, образующихся при реакции (p, n). Были обнаружены новые короткопериодные изотопы с периодами полураспада в несколько десятых долей секунды. Для измерения [illegible] периодов аппаратура не была приспособлена.

До последнего времени [illegible] изомера с периодами полураспада [illegible] и $2 \cdot 10^{-5}$ сек (Ta^{181*}). Этот факт [illegible] приводятся расчеты [illegible] секундными периодами [illegible] должна быть около [illegible] сравнительно легко [illegible] быть объяснено со[illegible]

[illegible] сведении о существовании [illegible] сек) связано, вероятнее [illegible] с необходимостью при[illegible] импульсные источники, которые [illegible]. Поэтому он предложил начать [illegible] источников нейтронов, протонов и [illegible] периодных изомеров или доказа[illegible]

[illegible] речь идет о предварительных результатах [illegible] короткопериодных изомеров при импульсном облучении [illegible]

[illegible] разработан импульсный источник нейтронов [illegible] представляет собой ионную трубку с напряжением [illegible]. Благодаря применению импульсного ионного источника получ[illegible] длительностью 1,3 мсек. Форма импульса прямоугольная, ток $I=10$ mA. Дейтронный пучок бомбардировал циркониевую мишень, насыщенную тритием; в результате бомбардировки образовывались нейтроны с энергией ~14 MeV.

Вещества, исследуемые на возникновение короткопериодных [illegible]ностей, возникающих в реакции с быстрыми нейтронами, устана[illegible]лись непосредственно под мишенью.

Возникающее при облучении нейтронами вещества γ-излучение [illegible]стрировалось при помощи сцинтилляционного счетчика [illegible] счетчика после усилителя подавались на катодный [illegible] ждущей разверткой. Ждущая развертка запускалась от [illegible] блока, причем начало запуска развертки было [illegible] моментом окончания дейтронного импульса.

Для проверки отсутствия рентгеновского после[illegible] дейтронного пучка перед циркониевой мишенью [illegible] латунную заслонку. Проверка производилась на [illegible] графе: один луч регистрировал дейтронный пучок, другой [illegible] сигналы сцинтилляционного счетчика. Опыты показали, что непосредственно после прекращения действия дейтронного пучка излучение мгновенно прекращалось.

Измерения, кроме того, показали, что по окончании нейтронного импульса сцинтилляционный счетчик вместе с усилителем не меняет эффективности регистрации γ-излучения.

Таким образом, производилась регистрация только γ-излучения, во[illegible]кающего после облучения вещества нейтронами, и исключалось рентгеновское излучение, связанное с работой трубки, и мгновенное γ-излучение, возникающее при взаимодействии нейтронов с веществом. Набор [illegible] разверток катодного осциллографа позволил обнаруживать активности с периодом полураспада в интервале $10^{-4} \div 0,1$ сек. Для измерения больших периодов полураспада регистрация проводилась на шлейфном осциллографе.

Когда пучок дейтронов падал на мишень, сцинтилляционный счетчик обнаруживал очень интенсивное послесвечение и в отсутствие исследуемого вещества между мишенью трубки и сцинтилляционным счетчиком.

Судя по величине импульсов, послесвечение вызывалось не рентгеновским, а более жестким γ-излучением.

При изменении расстояния между мишенью и регистратором интенсивность послесвечения резко изменялась (обратно, как квадрат расстояния).

Отсюда следует, что источник возникновения γ-излучения находился в непосредственной близости от мишени или от кристалла. Таким образом, исключалось предположение, что обнаруженное γ-излучение возникало в результате захвата замедлившихся в толще защиты нейтронов.

При отсутствии специальной облучаемой нейтронами мишени были обнаружены γ-лучи, испускаемые со следующими периодами полураспада: 1) $0,45 \div 1,5$ мсек, 2) 5,5 мсек, 3) 27—30 мсек, 4) 3—4 сек.

Все измерения проводились нами с органическими кристаллами на сцинтилляционном счетчике. Когда применялся кристалл NaJ.Tl, то, кроме [illegible] периодов, наблюдалось γ-излучение, интенсив[illegible] с 12-секундным периодом; эта активность полу[illegible] с натрием, содержащимся в кристалле. Ни [illegible] в состав материала ионной трубки и фотоум[illegible] 2n)-, (n, p)-, (n, α)- и (n, pn)-реакций, не [illegible] периодами полураспада

Активность с периодом 27 мсек могла быть [illegible] ($T_{1/2}$ = 27 мсек, E_β = 13,43 MeV); B^{12} мог образоваться [illegible] ции N^{15}(n, α) и C^{12}(n, p). При помещении между [illegible] веществ, содержащих азот и углерод, не было [illegible] увеличения интенсивности этого излучения.

[illegible] мишенью и кристаллом фотоумножителя [illegible] [illegible] Zr и W, однако все эти вещества не [illegible] [illegible] разницы в характер послесвечения. [illegible] установить, с какими элементами связаны [illegible]

[illegible] излучения грубо определялась при [illegible] [illegible] попадающих на триггер.

[illegible] активностей трех типов с [illegible] [illegible] самым жестким излучением обладала [illegible] периодная — самым мягким — длиннопериодная.

[illegible] дискриминатора, проградуированного [illegible] γ-излучения Au^{198}, Co^{60} и Na^{24}, можно предположить, что [illegible] короткопериодная активность испускала γ-лучи с энергией ~2,5 MeV.

Мы полагаем, что обнаруженное γ-излучение не может быть приписано какому-либо известному радиоактивному изотопу, а [illegible] излучением новых короткопериодных изомеров, возникающих [illegible] гом взаимодействии нейтронов с энергией 14 MeV с [illegible] ментом.

Возможно, что именно образованием изомеров можно об[illegible] наблюдавшееся разными авторами и не нашедшее объяснения [illegible] короткопериодное γ-излучение. Так, в работе Бралея [4], выполненной [illegible] пульсным источником нейтронов Be + d (E_d = 11 MeV), был об[illegible] короткопериодный фон с периодом полураспада в несколько [illegible] долей миллисекунды. В другой работе [5], выполненной с [illegible], получаемыми по реакции Li + d (E_d = 0,9 MeV, E_n ~14 MeV), [illegible] наружено γ-излучение с периодом 25—35 мсек. Интересно [illegible], что в этой же работе, когда мишень была не литиевая, а бор[illegible] (т. е. энергия нейтронов была небольшой), короткопериодный фон [illegible]ствовал.

Для [illegible] характеристик полученных изомеров и характеристик реакций, приводящих к их получению, в настоящее время ведутся работы.

Кроме указанных ранее элементов, нами были исследованы свинец и висмут. В работе Кемпбелла [6] был обнаружен короткопериодный изомер Pb^{207*} с периодом полураспада 0,9 сек. Этот изомер получался при облучении свинца на реакторе медленными нейтронами по реакции Pb^{206}(n, γ) Pb^{207*}. В дальнейшем, в работе [7] было показано, что период Pb^{207*} был равен 0,82 сек. Мы обнаружили наличие короткопериодного излучения из свинца, облученного нейтронами с энергией 14 MeV, с периодом [illegible] сек.

По [illegible] энергии [illegible] Pb^{207*} (1,07 и 0,56 MeV) наша [illegible] новка была [illegible] для определения энергии [illegible] [illegible] Для этой цели мы измеряли число [illegible] [illegible] поглотителя и с алюминиевым [illegible] [illegible] В качестве монитора [illegible] [illegible] измеряющая ток, создава[illegible] из [illegible]

Далее мы обнаружили, что при помещении [illegible] умножителем висмута возникает излучение с [illegible] Энергия этого γ-излучения, определенная по [illegible] равна приблизительно 2,5 MeV.

Возникает вопрос, какому изотопу должно [illegible] женное излучение висмута?

[illegible]ствует один устойчивый изотоп Bi^{209}. В настоя[illegible] [illegible] изотопы висмута от Bi^{197} до Bi^{214}, кроме Bi^{208}, [illegible] не был обнаружен. В таблицах Сиборга [8] есть [illegible] что этот изотоп обладает коротким периодом [illegible] [illegible] Неймана и Перлманна). Однако в дальнейшем авторы [illegible] сообщения. Есть основания предполагать [illegible] [illegible] большим периодом полураспада [9] [illegible] [illegible] Рассматривая взаимодействие нейтр[illegible] [illegible] или Pb, можно ограничиться рас[illegible]

[illegible]тической теории ядра [10]

$$\sigma_{n,2n} = \sigma_i \{1 - (1 + \Delta/ [illegible]$$

где [illegible] неупругого взаимодействия [illegible] нейт[illegible] связи, T — температура ядра [illegible]

[illegible] работы [11] температура [illegible] [illegible] с энергией 14 MeV [illegible] [illegible] [12], получаем, что для Bi [illegible]

Это [illegible] с результатами измерений [illegible] [illegible] элементов экспериментальное [illegible] [illegible]ческой теории. Таким образом [illegible] что [illegible] с быстрыми нейтронами образуется Bi [illegible] [illegible]аруженное излучение не может быть, однако [illegible] β-ра[illegible], так как этот переход является сильно запрещенным (ΔJ [illegible]) и при столь большой константе распада энергия распада должна быть очень большой. Мы считаем, что обнаруженное γ-излучение возникло в результате изомерного перехода Bi^{208*}, образующегося в [illegible]бужденном состоянии. Это тем более вероятно, что у Bi^{208} число нейтронов на единицу меньше «магического» (125 нейтронов) (точно так же, как и у Pb[illegible]).

В [illegible] изомер Pb^{207*} получался по реакции (n, n′) с нейтронами [illegible] (с E_d = 0,9 MeV). В этой работе авторы получили, что [illegible] образования Pb^{207*} равно $1{,}5 \cdot 10^{-26}$ см², т. е. если принять, что [illegible] неупругого взаимодействия равно $2{,}7 \cdot 10^{-24}$ см², то только 5 % [illegible] участвовавших в реакции, образуются в изомерном состоянии.

Мы сделали попытку оценить сечение образования изомеров Pb^{207*} и Bi^{208*} [illegible] реакции (n, 2n) с нейтронами с энергией 14 MeV.

Оце[illegible]ла приближенной, так как ряд факторов (абсолютная эффективность регистрации, энергия измерения) известны недостаточно точно. [illegible]ается, что выход изомерного состояния близок к единице, т. е. [illegible] образующееся в результате реакции (n, 2n) ядро Pb^{207} или Bi^{208} находится в изомерном состоянии. При реакции (n, n′) с более медленными нейтронами вероятность образования изомерного ядра значительно меньше.

[illegible]действии быстрых нейтронов с ядром возможно принесение [illegible] момента, пропорционального $l \leqslant R/\lambda$, где R — радиус ядра, [illegible] нейтрона. Для Bi и Pb и нейтронов с энергией 14 [illegible]. Если происходит реакция (n, 2n), то 7—8 MeV энергии, [illegible]ном, расходуются на удаление второго нейтрона из [illegible]

[illegible] нейтронов, испаряющихся из ядра Pb или Bi, [illegible] с максимумом энергии около 1,0—2 MeV [illegible], при реакции (n, 2n) орбитальный момент [illegible] из ядра двумя сравнительно медленными нейтронами [illegible], меньше момента, привнесенного внутрь ядра [illegible], остающееся после испарения обоих нейтронов, имеет бо[illegible]ность оказаться в состоянии с избыточным угловым мо[illegible]

28

[illegible]ентом по[illegible] к основному состоянию, т. е. в результате реакции (n, 2n) ядра [illegible] вероятностью образуются в изомерном состоянии. Это предположение [illegible] следующее обстоятельство: Mo^{93}, полученной по реакции [illegible] распадается с двумя периодами: 15 мин (E_β = 3,3 MeV [illegible] MeV). Согласно схеме уров[illegible] [15] 16-минутная активность [illegible] распадом изомера Mo^{91*}. Изуче[illegible] реакции Mo^{92}(n, 2n) [illegible] нейтронах с энергией до 18 MeV [illegible]но, что при таких [illegible] с коротким периодом от[illegible], т. е. в случае [illegible] (n, 2n) ядра образу[illegible]имущественно в изомер[illegible] отметим, что и в Mo^{93} [illegible]онов на единицу [illegible]

Цитированная литература

1. [illegible] a. oth., Rev. Sci. Instr. 19 [illegible]
2. [illegible]ckon S., Canad. J. Phys. 30, [illegible]
3. [illegible]nayar A., Phys. Rev. 83, [illegible]
4. [illegible] Phys. Rev., 83, 990 (1951).
5. Je[illegible] Proc. Cambr. Phil. Soc., 44, 133 (1948).
6. Cam[illegible] 78, 640 (1950).
7. Von[illegible], 7, 656 (1952).
8. Seab[illegible] Phys., 26, 85 (1948).
9. Pryce [illegible] A65, 773 (1952).
10. Beche[illegible] теория ядерных реакций. — ИЛ, М., 1952.
11. Graves E., [illegible] Phys. Rev., 89, 343 (1953).
12. Kansey B., [illegible] G., Walker W., Phys. Rev., 82, 380 (1951).
13. Clarke P., Canad. J. Phys., 31, 267 (1953).
14. Whitmore B., Dennis G., Phys. Rev., 84, 296 (1951).
15. Katz R. a. oth., Canad. J. Phys., 31, 2, 250 (1953).
16. Brolley J., Phys. Rev., 89, 876 (1953).

[illegible]

Э. Е. БЕРЛОВИЧ

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ НЕКОТОРЫХ ЯДЕР

Введение

Диапазон времен жизни возбужденных состояний ядер весьма широк и [ра]стирается от крайне малых величин порядка 10^{-16}–10^{-17} сек (например [дл]я уровней, образующихся при радиационном захвате нейтронов) до [не]скольких лет. Долгопериодные состояния ядер принято называть [ме]тастабильными, причем в качестве таковых принимаются состояния, [вре]мя жизни которых поддается измерению. Нижний предел измеримых [вре]мен, однако, постоянно снижается, что [illegible] об отсутствии [пр]инципиального различия между обы[illegible] [illegible] и [ме]тастабильными (или изомерными).

В настоящее время удается [illegible] 10^{-10}— [illegible] сек и оценивать еще меньшие [illegible] времен [при]меняются схемы совпадений [illegible], позво[ля]ющие вводить переменную [illegible] совпадающих [им]пульсов [1–7].

Ниже описывается одна из [illegible] к схеме [illegible] [6] и осуществленная [illegible] результаты [изме]рения периодов полураспада [illegible] ядер в интер[вале] 10^{-10}–10^{-8} сек.

Описание экспер[illegible]

[illegible] схема экспериментального [illegible] наиболее существен[illegible] [illegible] изображена на рис. 1 [illegible] импульсы от анодов [illegible] фотоэлектронных умножителей [illegible] через разделительные [illegible] попадают [illegible] ограничивающих [illegible] $Л_1$ и $Л_2$ (6Ж1П) [illegible] на их анодах стандартных по ампли[туде] [illegible] полярности. Эти импульсы поступают [illegible] переменной задержки, представляю[illegible] реохорд [illegible] [illegible] на латунный цилиндр [illegible] уложен на полистироловые [illegible] интервалы. Весь [ц]илиндр реохорда [illegible] пары может вра[щаться] [illegible] со спиралеобраз[illegible] канавкой [illegible] схемы об[illegible] [illegible] на рис. [illegible] реохорда [illegible] [illegible] К [illegible] [illegible] кабель К [illegible] [су]щественно опре[illegible] [illegible] кабелем К [illegible] прохождения импульса [illegible] германиевый диод Д [illegible] [illegible] $Л_4$. Пользуясь [illegible]

...потенциометра R установить потенциал его запирания таким, ...импульсы от каждого из фотоумножителей ...совпадающими от обоих фотоумножителей ...можно получить коэффициент отбора схемы двоичн... Таким образом, при помощи скользя щего ... где происходит совпадение им... импульсы в обоих фотоумножителях ...ождение происходит в сред... части ... импульс удвоенной амплитуды). В ...умножителях разделены ...торым интер... ...импульс возни ...ранее, то, что ... ...импульса ...фотоумнож... ...задержку ...импульса от пер... ...длину от ...реохорда ...

...импульса ...тор $Д_4$, ...которого ... дискримина... ...импульсы ...диода $Д$ ...

От ...фотоумн... ...импульсы по кабелям ...поступают на усили... ...дискриминаторы $Д_1$ ... от всех трех ... $Д_1$, $Д_2$ и $Д$ поступают в ...совпадений и ...устройство и механ...

Наличие схемы ...совпадений дает ... шая надежность ... и увеличивая ...совпадений. Далее ...эффекти... ...дений следует дискр... $Д$ устанавливать минимальным ... существенно для учета ...от слабых импульсов, которые мо... не запереть полностью ... $Д_1$ (или $Д_2$). Но в таком случае ... одиночный импульс может быть зарегистрирован как двойной. При на личии же схемы тройных совпадений такая возможность ... Кроме того, при помощи дискриминаторов $Д_1$ и $Д$ ... щественную часть шумовых импульсов фотоумножи... дать случайные совпадения. Это существенно ... тает при весьма высоком напряжении на ф... Последнее требование обусловлено ... обеспечения большой амплитуды ... точной для запирания ограни... уменьшения времени ... теле, что важно ... совпадении.

Особенно ...ботает ... слон ...

...фотоумножителей ...при ...электрона ...что при меньшем ...разрешения схемы ...будет в этом случае ...подробно рассмотрена

...мы использовали

фотоумножители типа ФЭУ-19), подбора делителей напряжения к ним, отбора германиевых диодов и ограничивающих пентодов. Параметры схемы быстрых совпадений, а также данные примененных ... указаны на рис. 1.

...схема экспериментального устройства (часть схемы, обведенная пунктиром, ...в каретке линии задержки, $Ф1$, $Ф2$ — фотоэлектронные умножи... $Д_4$ ... лампы 6Ж1П, $К$ — короткозамкнутый формирующий ка... K_2, K_3 — кабели, $Д$ — германиевый диод, $Д_1$, $Д_2$, $Д_3$ — дискри... $У_1$, $У_2$ — усилители (K ~ 4000, полоса ~3,5 MHz), $У_3$ — усилитель ... MHz), $ТС$ — схема тройных совпадений ($\tau \sim 0{,}3$ μсек), ...счетное устройство, $БП$ — блок питания: R_1 — 8,2 kΩ, R_2 — 200 kΩ, ... R_4 — ... kΩ, ... R_6 — ... kΩ, R_7 — 1 MΩ, R_8 — 5 kΩ, R_9 — 10 kΩ, R_{10} — ... R_{11} — 500 Ω, C_3 ... 0,01 μF, C_3 — 1 μF, C_4 — 2 μF, C_5 — 2,5 μF

...напряжения к фотоэлектронным умножителям характери... ...данными (нумерация сопротивлений на... ...

$$\ldots 0{,}2; \quad \frac{r_{13-14}}{r_{4-11}} = 2; \quad \frac{r_{18}}{r_{4-11}} = 2{,}5.$$

...третьего сопротивления связана ...фотоумножителей ...схема не требует ...усилителей, применяемых обычно ...с малыми ...разрешения.

Измерение времен жизни возбужденных состояний ядер

В тех случаях, когда возбужденное состояние ядра ... в результате α- или β-распада или после предшествующего ...перехода на данный уровень, или путем перехода ...энергии ...электрону оболочки атома (внутренняя конверсия), время жизни ...

дуемого уровня может быть определено измерением [illegible] $\alpha - \gamma$-, $\beta - \gamma$-, $\gamma - \gamma$- или $e^- - \gamma$-совпадений в функции [illegible] ки, введенной в одну из ветвей схемы совпадений [illegible]

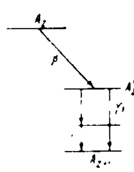


Рис. 2. [illegible]

Рис. 3. Схема расположения источника и детекторов: ΦI и ΦII — фотоумножители, [illegible] форы, б — фильтр, И — источник

состояние разряжается выбрасыванием [illegible] электрона, то соответственно изучаются совпадения [illegible] или [illegible] лучей с этими электронами.

Предположим, что ядра источника U [illegible] с атомным номером Z, превращаются путем β^--распада в ядра с атомным номером $Z+1$ (или $Z-1$ при позитронном распаде), оказывающиеся в возбужденном состоянии, которое разряжается испусканием одного или нескольких γ-квантов (рис. 2). В нашей установке (рис. 3) источник помещался между двумя фотоумножителями (ΦI и ΦII), к фотокатодам которых приклеены пластинки монокристалла стильбена. Между источником U и фотоумножителем ΦI помещен алюминиевый фильтр, поглощающий все электроны. Таким образом, на первый фотоумножитель попадают только вспышки света, порожденные в фосфоре a_1 при поглощении в нем γ-квантов, а на второй — вспышки от β- и от γ-лучей.

Пусть телесные углы, под которыми видны первый и второй фосфоры из источника, равны соответственно ω_1 и ω_2, числа квантов $\gamma_1, \gamma_2, \ldots$ на акт распада соответственно равны $p_1, p_2, \ldots, p_n$, а эффективности их регистрации — $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \ldots, \varepsilon_n$. Испускание γ-квантов, начиная с момента образования возбужденного состояния, должно [illegible] по экспоненциальному закону. Если постоянная [illegible] равна λ, разрешающее время схемы совпадений [illegible] источника в единицу времени N_0 и время [illegible] ветвь, регистрирующую β-частицы, t, то при [illegible] совпадений в единицу времени будет равно

[illegible]

В [illegible] обстоятельство, что число [illegible] атомов пропорционально [illegible] типа к моменту времени t, [illegible] атомов, способных испускать γ-кванты, [illegible] секунду, ибо именно процессы β-распада [illegible] атомы. Мы предполагаем также, что только [illegible] является метастабильным, а нижние возбужденные состояния имеют значительно меньшие времена жизни.

В случае, когда условие $\tau \ll \frac{1}{\lambda}$ не выполняется, число совпадений в единицу времени зависит от формы импульсов. В работах [9 — 11] рас-

смот[illegible] формы (треугольной, гауссовской) и [illegible] случае при временах задержки t, больших τ, скор[illegible] падает экспоненциально в функции времени [illegible]

Из [illegible] вытекает, что для определения времени жизни возбу[illegible] следует изучить зависимость числа совпадений от [illegible]. Построив соответствующую кривую в полулогарифмических [illegible], по наклону полученной прямой можно определить [illegible] λ.

Если [illegible] состояния мало по сравнению с временем разрешения [illegible], получить экспоненциальную кривую не удается. В этом [illegible] время жизни можно определить по [illegible] кривой [illegible] по отношению к центру тяжести кривой [illegible] совпадений, полученной для каскадного процесса с [illegible] менем жизни промежуточного состояния. Для повышения [illegible] ности этого последнего метода выгодно производить [illegible] положениях фильтра, поглощающего β-лучи один [illegible] раз — справа от источника (см. рис. 3). Это приведет [illegible] ины смещения.

Изомерное состояние Ta[illegible]

На рис. 4 изображена схема превращения Hf[illegible] [12, 13]. β-Распад ядра Hf^{181} приводит к [illegible] состоянию ядра Ta^{181} с периодом полураспада 2,2 [illegible] и энергией возбуждения 611 keV. Помимо малоинтенсивной ветви прямого γ-перехода в основное состояние наблюдается интенсивный переход через промежуточное состояние с энергией возбуждения 481 keV, которое, по данным работы [14], имеет период полураспада $1{,}08 \cdot 10^{-8}$ сек. Согласно [13] переход с энергией 133 keV между обоими метастабильными уровнями сильно конвертирован: коэффициент конверсии равен 11. Поэтому можно наблюдать совпадения конверсионных электронов с энергией 64 и 122 keV, соответствующих этому переходу, с [illegible] квантами 481, 344 и 136 keV. Для того чтобы уменьшить число быстрых [illegible] совпадений от каскадных квантов 344 и 136 keV, между источником и первым фотоумножителем помещался свинцовый фильтр толщиной 3 мм, который сильно ослаблял излучение с энергией 136 keV, слегка поглощал излучение 344 keV и очень мало ослаблял излучение основной ветви (70%) с энергией 481 keV.

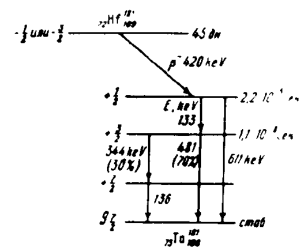


Рис. [illegible] Схема превращения $Hf^{181} \to Ta^{181}$

В этом опыте на фотоумножитель ΦI (см. рис. 3), [illegible] лучи, был наклеен толстый кристалл стильбена (h [illegible] мм). Источник в виде окиси гафния наносился на [illegible] шечки из плексигласа толщиной 3 мм.

На рис. 5 показаны в обычном и логарифмическом [illegible] вые зависимости числа совпадений от времени задержки [illegible] ветвь, регистрирующую электроны конверсии. Время [illegible] шкале, вдоль которой перемещается указатель, связанный [illegible] переменной задержки. Так как скорость распространения импульса по линии равна [illegible] света, то, определив смещение движка реостата по [illegible] соответствующее смещению указателя на одно деление, можно

проградуировать шкалу. Однако ... ровки ввести в один из каналов схемы ... смещение кривой совпадений по каналу. ...

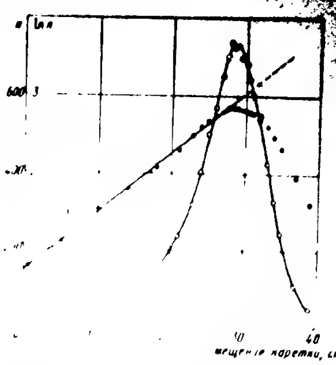


Рис. 5. Зависимость числа совпадений для уровня Ta^{181} с энергией 481 keV от времени задержки

(ρ) и емкости (C) кабеля соответствующее время задержки определяется из соотношения:

$$\delta = \rho C. \qquad (2$$

В этом методе градуировки импульсы посылались в оба канала схемы от одного фотоумножителя ... делались предельными. Точность градуировки ... ρ и C и составляет ... знания величин

Определенный по ... полураспада для исследуемого уровня ... 10^{-9} сек. Это число находится в согласии ... полученным в работе [14].

Схема ... показана на ... виде работ [15—17], ... ядра Sr^{86} ... тельную четность.

Рис. 6. Схема превращения $Rb^{86} \to Sr^{86}$

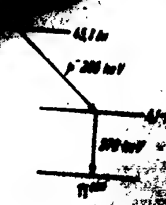


Рис. 8. Схема ... $Hg^{203} \to$ ...

Из уникальной формы жесткого β-спектра, ... основной уровень ядра Sr^{86}, ...

... получено ... в литературе ... измерения ... на возбужден... Майер и Риджуэй ... выводу, что возможными ... спинов этих уровней являются ... 1, 2 или 3.

На рис. 7 представлены результаты ... измерений зависимости числа ...

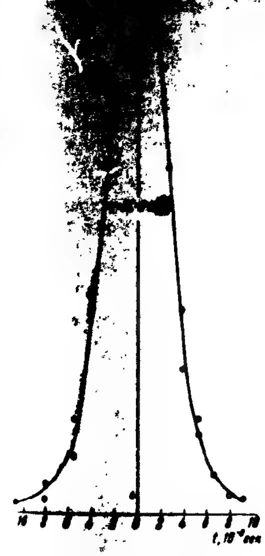


Рис. 7. Зависимость числа совпадений для уровня Sr^{86} от времени задержки

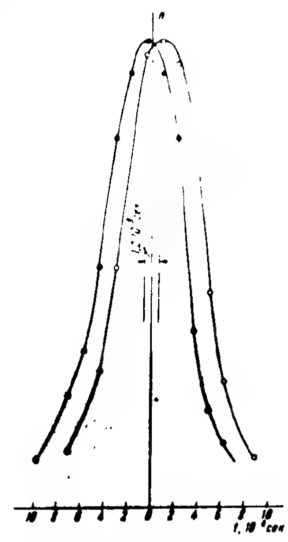


Рис. 9. Зависимость числа совпадений для уровня Tl^{203} от времени задержки

1 — ... от времени задержки. В одном случае (черные точки) ... для β-лучей стоял слева от ..., в другом (белые точки) — справа (см. рис. 3). Как видно из рисунка, ... точками кривые (нормированные ...) ... по отношению к центру ... смещения. Цена деления ... составляет $2{,}2 \cdot 10^{-10}$ сек. Если бы время ... именно такую величину, ... 10^{-10} сек, что было бы вполне ощутимо ... кривых. Из данных рис. 7 можно ... уровня Sr^{86}, повидимому, меньше ... по правилам Мошковского [19] ... трех предполагавшихся значений спинов и ... Sr^{86};

[illegible]
1, + [illegible]
2, + [illegible]
3, + $E3$

Из этих данных однозначно следует, что [illegible] быть отброшено, как противоречащее нашей [illegible] времени жизни исследуемого состояния.

Возбужденное состояние Tl^{203}

[illegible] ядро Hg^{203} имеет простой β-спектр, [illegible] единственный возбужденный уровень ядра [illegible] совпадений производились аналогично [illegible] фильтра, поглощающего β-лучи. Из рис. [illegible] результаты измерений, видно, что кривые, [illegible] смещены одна относительно другой, [illegible] кривых равно $1{,}2 \cdot 10^{-9}$ сек. [illegible] жизни возбужденного состояния [illegible] величины [illegible] $6 \cdot 10^{-10}$ сек, а период [illegible] пада [illegible] сек. Ввиду малости этой величины [illegible] считать ее верхним пределом для периода полураспада [illegible] состояния. Полученное число согласуется с оценкой верхней [illegible] периода полураспада этого уровня, данной в работе [20].

Из кривых Мошковского для различных видов и мультипольностей излучения получаются следующие значения периодов полураспада при энергии перехода 280 keV:

Тип перехода	[illegible] сек.
$E1$	[illegible]
$M1$	[illegible]
$E2$	[illegible]

Таким образом, [illegible] верхней [illegible] возбужденного [illegible]

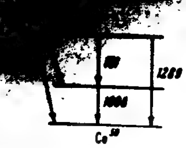


Рис. 10. Схема превращения $Fe^{59} \rightarrow Co^{59}$

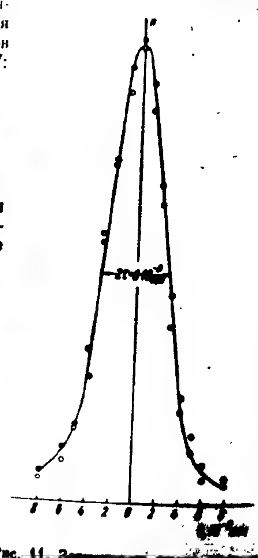


Рис. 11. [illegible] ний для уровня [illegible]

всего согласуется предположение об электрическом [illegible] ходе. Однако ему не противоречит и предположение [illegible] польном переходе или о смешанном переходе [illegible]

[illegible] величину [illegible] — примерно 0,6[illegible] Это [illegible] смешанный переход $M1 + E$[illegible]

[illegible] $Fe^{59} \rightarrow Co^{59}$

[illegible] на рис. 10 [25]. В этом случае производились [illegible] γ — γ-совпадений, так и β — γ-совпадений, причем в [illegible] отфильтровывался мягкий β-спектр (271 keV) [illegible] совпадения, соответствующие нижнему возбужденному [illegible] принятая процедура измерений при двух [illegible] фильтра не привела к появлению заметного [illegible] На рис. 11 приведены два рода точек [illegible] кривым β — γ-совпадений для железа [illegible] высвечивается за время, заметно меньшее [illegible] 10^{-10} [illegible]

При [illegible] описанных в настоящей работе измерений большую помощь [illegible] студент-дипломант ЛПИ В. Филимонов, при монтаже [illegible] сборке [illegible] — студент ЛПИ К. Шилков, при подборе делителей [illegible] ФЭУ [illegible] ЛПИ А. Саватеев и сотрудник ЛФТИ АН СССР Д. М. Х[illegible]

[illegible]
физи[illegible] институт
[illegible] СССР

[illegible]

1. D[illegible] S., McGo[illegible] (1948).
2. B[illegible] W., Sala O., P[illegible]
3. B[illegible] P., Gold[illegible] 780 (1946).
4. M[illegible] Phys. Rev. [illegible]
5. D[illegible] Wright [illegible]
6. [illegible] Ham R., Pete[illegible] Phys., 30, No. 1, 35 (19[illegible]
7. D[illegible] S., Richig[illegible] 28, No. 1, 37 (19[illegible]
8. P[illegible] L., Phys. Rev., [illegible]
9. V[illegible] Phys. Rev., 75, 100 (1949).
10. [illegible] Phys. Rev., 76, 856 (1949).
11. N[illegible] Phys. Rev., 78, 490 (1950).
12. C[illegible] enbeck M., Phys. Rev., 75, 226 (1949).
13. J[illegible] Phys. Rev., 76, 958 (1949).
14. [illegible] Phys. Rev., 80, 332 (1950).
15. [illegible] B., Kern B., Mitchell A., Phys. Rev., 74, 682 (1[illegible]
16. M[illegible] Ridgeway S., Phys. Rev., 80, 750 (1950).
17. [illegible] Зарубин П., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 580 (1[illegible]
18. [illegible] Smith K., Phil. Mag., 7 (44), 33 (1953)
19. [illegible] S., Phys. Rev., 83, 1071 (1951).
20. [illegible] Phys. Rev., 85, 142 (1952).
21. [illegible] Curran S., Phil. Mag., 42, 768 (1951).
22. [illegible] ell P., Phys. Rev., 87A, 176 (1952).
23. [illegible] Rev., 74, 540 (1948).
24. [illegible] ssel G., Spinrad B., Harr [illegible]
25. [illegible] кий А., Руденко Н., Получение ра[illegible] 101. — Гостехиздат, М., 1954.

И. Ф. БАРЧУК, Е. М. ГАЛКИН, М. В. ПАСЕЧНИК и [illegible]

О РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СЦИНТИЛЛ[illegible] СПЕКТРОМЕТРА

В последние годы получены существенные результаты [illegible] магнитных спектрометров большой разрешающей способ[illegible] сцинтилляционных спектрометров большой светосилы, [illegible] новые возможности в исследовании структуры энергетических [illegible] атомного ядра.

Препятствием на пути к широкому применению одно[illegible] сцинтилляционных спектрометров является их низкая ра[illegible] способность. Полуширина спектральных линий в лучшем [illegible] спектрометров составляла 5—10 % [2, 3] (от γ-лучей Co^{60}). Наши измерения показали, что однокристальный сцинтилляционный спектрометр, в котором применяется фотоумножитель ФЭУ-19, имеет еще более низкую разрешающую способность. Попытки повысить ее путем подбора кристаллов и ФЭУ желаемых результатов не дали.

Для выяснения причин столь низкой разрешающей способности мы провели две серии опытов. В одной из них сцинтилляционный спектрометр служил счетчиком магнитного спектрометра, который использовался в качестве монохроматора электронов. Из этих измерений находилась степень монохроматизации пучка электронов, которая определялась разрешающей способностью магнитного спектрометра. В другой серии опытов при помощи сцинтилляционного спектрометра снимался спектральный состав пучка электронов.

Оказалось, что, когда разброс в энергии электронов составляет 1 %, разброс амплитуд на выходе фотоумножителя ФЭУ-19 получается 10—30 % — в зависимости от энергии электронов и режима работы фотоумножителя.

Для испытания ФЭУ при подаче на его фотокатод световых импульсов мы построили специальную установку. В качестве модулятора света применялась ячейка Керра, являющаяся практически безинерционным световым затвором.

Блок-схема установки для определения разброса импульсов по амплитудам состояла из источников света, ячейки Керра, ФЭУ-19, усилителя и 50-канального анализатора. Каждый элемент схемы тщательно проверялся. Стабильность и линейность усилительного тракта систематически контролировались. Проверялась также стабильность работы генератора, для чего из схемы исключалась ячейка Керра и ФЭУ, а импульсы от генератора, уменьшенные при помощи делителя, подавались на усилитель и анализатор. Так как при этом импульсы на протяжении длительного времени работы анализатора оставались в одном канале 50-канального анализатора, то принималось, что генератор дает стабильные во времени импульсы с разбросом в амплитуде, меньшим 2 %.

Подбор амплитуд световых импульсов производился следующим образом. На фотокатод ФЭУ-19 ставился собранный вместе с [illegible] кристалл иодистого натрия, активированный таллием, и [illegible] мальный импульс при облучении кристалла γ-лучами Co^{60}. [illegible]

[illegible] ФЭУ с про[illegible] чтобы им[illegible] Co^{60} [illegible] изу[illegible] фотоумно[illegible] фотокатода [illegible] пучком [illegible] иметь в виду, [illegible] узким пучком [illegible] ваться неодно[illegible] да, являющиеся [illegible] разброса зна[illegible]

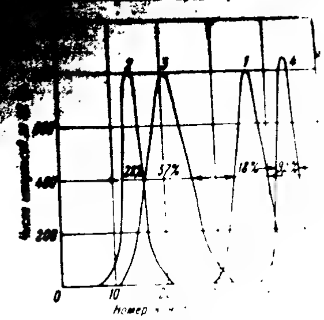


Рис. 1. Кривы[illegible] ФЭУ при [illegible] вых импуль[illegible] 1 — импульсы [illegible] ляций в кристалле NaJ(Tl) [illegible] Co^{60}, 2 — свет в 2,5 раза слабее, [illegible] в 5 раз слабее, 4 — свет в 2,5 раза [illegible]нее, чем для кривой 1

На [illegible] приведены кривые [illegible] импульсов по амплитудам для световых импульсов, [illegible] максимальным [illegible] в кристалле NaJ(Tl) [illegible] γ-лучей Co^{60} (кривая 1) и для [illegible]: «свет в 2,5 раза слабее» (2), «свет в 5 раз слабее» (3) и [illegible] 2,5 раза сильнее» (4), чем для кривой 1. Ввиду того что при малых световых импульсах [illegible] ты приходятся в основном на первые каналы анализатора и за счет этого при определении амплитудного разброса могут возникать ошибки, эти кривые мы снимали при таких условиях, чтобы соответствующие импульсы приходились на большие номера каналов анализатора. На рисунке указаны значения полуширин кривых [illegible]

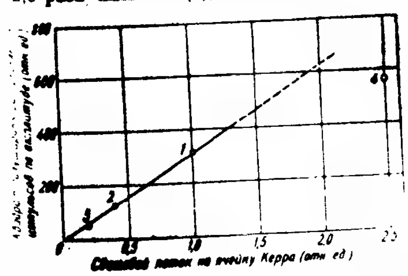


Рис. 2. Зависимость квадрата полуширины кривой разброса импульсов от амплитуды импульсов [illegible] ры соответствуют нумерации кривых на рис. [illegible]

[illegible] равномерным распределением потенциалов на фото[illegible]

На рис. 2 показана зависимость квадрата полуширины [illegible] от величины светового потока на ячейку Керра [illegible] на шкале амплитуд) для четырех кривых, приведенных [illegible] циенту усиления. Точка с абсциссой 2,5 не ложится [illegible] ствие [illegible] искажений ФЭУ, вызванных пространственным [illegible] [illegible]ми эмиттерами при больших токах [illegible]

[illegible] на рис. 1 и 2 данных, повидимому, можно [illegible] [illegible] амплитуд импульсов на выходе сцинтилляционн[illegible] [illegible] статистическими флюктуациями в количестве [illegible] на первые эмиттеры, а также флюктуациями

30

...вторичной эмиссии. Следовательно, для повышения ...способности сцинтилляционных спектрометров на ...множителях необходим фосфор с большим световым ...большим квантовым выходом, чем мы имеем сейчас, ...дальнейшее усовершенствование электронной ...фотоумножителя. Что касается последнего, то, ...системы катод — диафрагма — диод ...для некоторых экземпляров умно- ...снизить разброс значений

...экземпляров фотоумножителей ...Оказалось, что раз- ...ФЭУ различен и для све- ...сцинтилляциям кри-

...подбор напряжений ...аноде, благодаря ...импульсов в некото- ...рых случаях ...этих случаях различно для разных ...экземпляров фотоумножителей оптимальная ...1080 V, распределенное по эмиттерам потенциометром ... $R_1 = 90$ kΩ, $R_2 = 200$ kΩ, $R_3 = 19{,}5$ kΩ, R_4 ... R_{11} ... kΩ, ... $R_{20} = 75$ kΩ.

При замене делителя для этого ФЭУ другим делителем с иными величинами сопротивлений, но при сохранении соотношений между ними амплитудный разброс не менялся.

Институт физики
Академии наук УССР

1. Башилов А., ... Изв. АН СССР, Серия физич., 17, ... А., Джелепов Б., Орлов В. ...
2. Borkowsky ...
3. Klein ... (1953).

...АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX ... СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

On the Question of the Measurement of Deformation of Nuclear Surfaces by L. A. Sliv & L K Peker

Л. А. СЛИВ и Л. К. ПЕКЕР

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ДЕФОРМАЦИИ ЯДЕРНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Как известно, ядерная модель оболочек ... ...рной структуры и ядерных уровней ... ...ного движения отдельных нуклонов ... ...яснении больших квадрупольных моментов ... ...ных ядер серьезные трудности ... ...ели, способной эти трудности ... ...ель учитывает возможность ... ...льных нуклонов в некотором ... ...деформируемости поверхности ядра ... ...щательных и колебательных ... ...ное объяснение как малых ... ...тов ядер, различных отклонений ... ...вает на существование ядерных ... типа, так называемых ротационных уровней [1]. ...имевшихся данных, а также ...едующие опыты действительно привели к открытию у ядер редких ...ель и тяжелых радиоактивных элементов системы уровней, энергия ...рых у четно-четных ядер определяется простой формулой:

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1), \qquad (1)$$

...J — момент инерции вращающейся части ядра, а I — спин или угло... момент вращения.

Измеренное время жизни таких уровней оказалось меньше времени ...ни других, одночастичных уровней, что также указывает на их осо...ю природу. Момент инерции J согласно теории [1, 2] равен

$$J = 3\beta^2 B, \qquad (2)$$

...

$$B = \frac{3}{8\pi} MAR_0^2, \qquad (2')$$

...десь M — масса нуклона, A — атомный вес, R_0 — радиус эквивалентной ...объему сферы, β — параметр деформации, определяемый в простейшем ...редположении о форме ядра ... вращения по формуле:

$$R = R_0 [1 + \beta \ldots] \qquad (3)$$

где $Y_{2,0}(\theta)$ — нормированная шаровая функция.

Внутренний квадрупольный момент ... зависит от β и равен

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2\beta.$$

Спектроскопическое значение квадрупольного момента

$$Q_s = PQ_0,$$

(4')

квадру...
опытными ...
уровня, полу...
(3)). ...
получаются ...
Бором

... ротационного уровня и ...
... определить β, пользуясь ...
... ротационного ...
... табл. 1 и ...
... деформированных ...

... деформации ... энергии ...
... ядер ... времени жизни ...
... моментов ...

Следую... на ...
поверхно...
... оболочек (от...
... в гамильтон...
... проекция I на ...
... однако умень...
... и к тому же нарушено ...

Попробуем определить ...
... уровней. ...
значения β, ...
значения ...
делено ...

... Пре...
... параметр ...
... меняются. Это ...
... элементов для β-переходов ...
... одинаковы в обоих случаях.

Волновая функция деформированного ядра пишется как произведение функций

$$\Psi = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}}\,\varphi(\beta)\,D^I_{MK}(\theta_i)\sum \chi_\nu \ldots$$

χ_ν — волновая функция отдельных нуклонов ... поверхности относительно равновесного ... функция симметричного волчка [2]. ... D дает унитарное преобразование от ... мы к ядерной. Приняв для ... 1, а для основного состояния ... ного $I_1 = 2$, $K_1 = 0$, получаем ... отношения квадратов матричных ...

... 1, $K_1 = 0$ ... при условии ...

данные о ... интересующих нас переходов ... константа). В последней графе таблицы даны экспериментальные ... ρ. Как видно из таблицы, $\rho < \frac{1}{2}$ и в среднем равно 0,1*. Зна... интеграл по нуклонным волновым функциям для двух рассмотрен... β-переходов не одинаков. Различие в значении интеграла получиться лишь потому, что существует взаимодействие между ... и движением отдельных нуклонов ... практически следует за вращением. ... четного ядра ... перехода основного на возбужденное ... (ΔI). Малое изме... приращение де... к малым ... состояний отдельных ... невелики, интеграл по координатам многих ... может ... несколько раз.

... переходе на возбужденное состояние ..., имеющему отношение к ... связи нуклонов с ростом де... больше приращения по ... выделятся энергии ...

(7)

... ционная ...

... наблюдается ...

... тому определенное ...

* Анализ β-переходов ... приводит к заключению ... значение для ... значение $|M(2\to 0)|^2$ ...

замешены. Истинное [illegible] ских квадрупольных моментов [illegible] опытов.

Остается выяснить, почему энергии уровней [illegible] где применимо приближение сильной связи, [illegible] формуле (1), т. е. формуле для чисто ротационн[illegible] что при переходе с основного на возбужденный у[illegible]

Таб[illegible]

Данные о β-переходах на уровни четно-четных [illegible]

Ядро и излучение	Тип перехода	lg(ft)	[illegible]
Разрешенные переходы			
[illegible], β^-	+1→+0	4,7	0,39
	+1→+2	5,1	
[illegible]	+1→+0	4,9	0,50
	+1→+2	5,2	
[illegible]	[illegible]→+0	4,8	0,06
	[illegible]	6,0	
[illegible]	[illegible]	4,6	0,04
	[illegible]	6,0	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	<0,5
[illegible]	[illegible]	[illegible]	0,20
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible], k — [illegible] коэффициент, причем

$$C = 4R_0^2 s - \frac{3}{10\pi}\cdot\frac{Ze^2}{R_0},$$

где s — коэффициент поверхностного натяжения.

Тогда по формуле (II.21) из [2] получим для E_d выражение

$$E_d = \left[\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\, k \sum_p \left|\frac{3\Omega_p^2 - j_p(j_p+1)}{4j_p(j_p+1)}\right| - C_0\right] \eta\, \frac{\hbar^2}{J} I(I+1) [illegible]$$

где Ω_p — проекция на ось симметрии ядра углового [illegible] нуклонов, а j_p — угловой момент одной частицы, [illegible] что E_d также пропорционально $I(I+1)$. Так [illegible]

[illegible] J будет [illegible] деформации ядра при вра[illegible] данные о времени жизни ро[illegible] 22 нейтронов. В этом случае [illegible] квадрупольного момента Q_0 (формула [illegible] перекрываемости волновых функций [illegible] следует, что вероятность перехода [illegible] по сравнению с той, которая получается из [illegible] данные по кулоновскому возбуждению [illegible] такое заключение.

[illegible] устраняются расхождения в значениях [illegible] способами. Если получающиеся значения [illegible] не будут [illegible], $\Delta R \leqslant 0{,}3$), то предположение о малости деформации [illegible] оправдано.

[illegible] весьма желательным уточнение спектров [illegible] данных о [illegible] квадрупольных моментах ядер в области редких земель и тяжелых [illegible], а также уточнение наших сведений о деформации ядер [illegible] β-распада.

[illegible] институт
[illegible] наук СССР

Цитированная литература

1. Bohr A., Dan. Mat. Fys. Medd., 26, 14 (1952).
2. Bohr A., Mottelson R., Dan. Mat. Fys. Medd., 27, 16 (1953).
3. Ford K., Phys. Rev., 95, 1250 (1954).
4. King R., Peaslee D., Phys. Rev., 94, 1284 (1954).

[illegible] взаимодействие вращения с движением нечетного нуклона [illegible] Λ-удвоению ротационных уровней.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК [illegible]

Т. XIX, № 3 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

[illegible] БАЗЬ

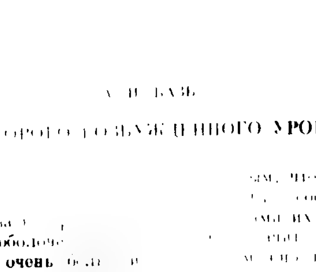
СТРУКТ[illegible] ВОЗБУЖДЕННОГО УРОВНЯ He^5 и Li^5

В [illegible] и в случае самых легких ядер, [illegible] состояния нуклонов можно характеризова[illegible] их полных и орбитальных моментов (оболоч[illegible] что каждому состоянию ядра с не очень [illegible] приписать определенную конфигурацию. Так, конфи[illegible] состояний H^3 и He^3 есть $(1s)^3$, а основного и первого возб[illegible] He^4 — соответственно $(1s)^4$ и $(1s)^3 1p_{1/2}$. Относительно [illegible] He^5 известно, что их основные состояния $(-3/2)$ имеют конфигурацию $(1s)^4 1p_{3/2}$, а первые возбужденные $(-1/2)$ — конфигурацию $(1s)^4 1p_{1/2}$. Такая интерпретация первых возбужденных уровней Li^5 (мы ниже будем говорить только о Li^5, помня, что Li^5 и He^5 — зеркальные ядра с подобной системой уровней) полностью согласуется с большим количеством опытных данных, относящихся к более тяжелым ядрам.

Покажем, каким образом следует интерпретировать с этой точки зрения возбужденный уровень Li^5, имеющий энергию возбуждения 16,7 MeV.

Этот уровень проявляется в двух реакциях:

1) $He^3 + d \rightarrow He^4 + p$ [1]. [illegible] сечения этой реакции от энергии имеет резонанс при энергии налетающих дейтонов $E_d = 420$ keV. Ширина резонансной кривой оказывается неожиданно малой для такой большой энергии возбуждения и такого легкого ядра — всего около 400 keV. При этом следует еще учесть, что бо́льшая часть ширины (приблизительно 300 из 400 keV) связана с кулоновским отталкиванием трех протонов в Li^5. Это видно из того, что ширина [illegible] уровня



в He^5 [illegible] только два протона, меньше чем ~100 keV [illegible] первого возбужденного уровней He^5 и Li^5 [illegible] 1 MeV) спин $^3/_2$ и четность (+) проявляющегося в этой реакции уровня Li^5 установлены из угловых распределений продуктов реакции и значения абсолютной величины сечения и из того, что в реакции участвуют лишь дейтоны с $l = 0$ (дейтоны [illegible]

таких [illegible] случае, в реакции участвовать не могут из-за [illegible] барьера).

2) [illegible] бомбардировке He^3 дейтонами было обнаружено [illegible] испускание жестких γ-квантов, и кривая выхода [illegible] максимум при энергии налетающих дейтонов $E_d = 0,4$ [illegible] граница спектра γ-квантов при этой энергии оказалась [illegible] $16,6 \pm 0,2$ MeV.

Из этих данных следует, что наличие жестких γ-квантов нужно приписать реакции $He^3 + d \rightarrow Li^5 + \gamma$, в которой возбужденное [illegible] Li^5 с энергией 16,7 MeV переходит в основное состояние [illegible] кванта.

Совокупность приведенных выше данных [illegible] возбужденного состояния Li^5 с энергией [illegible] MeV. Действительно, наличие γ-перехода между [illegible] основным состоянием указывает на то, что [illegible] различаются не более чем переходом одного нуклона в другое состояние. Это следует из того, что оператор электромагнитных переходов имеет вид: $F_i = \sum_i f_i$, где f_i — оператор, действующий только на координаты i-го нуклона, и суммирование ведется по всем нуклонам. Нетрудно показать, что матричные элементы такого оператора не равны нулю лишь для переходов, при которых меняется состояние не более чем одного нуклона. Отсюда непосредственно следует, что, поскольку конфигурация основного состояния есть $(1s)^4 1p_{3/2}$, конфигурация возбужденного состояния может быть либо $(1s)^4 nl_j$, что соответствует переходу внешнего нуклона из состояния $1p_{3/2}$ в какое-то более высокое состояние nl_j, либо $(1s)^3 1p_{3/2} nl_j$, [illegible] состояние. Первая [illegible] нуклона из состояния [illegible] отпадает, так как в этом случае, т. е. конфигурация [illegible] ширину этого состояния невозможно объяснить [illegible] $He^3 + d \rightarrow He^4$ [illegible] по отношению к [illegible], т. е. конфигурация [illegible] остается только [illegible], что нуклон с оболочки $1p_{3/2}$ nl_j. Наиболее естественно [illegible] возбуждается в состояние $1p_{1/2}$, поскольку остальные состояния [illegible] обладают большей энергией. Поэтому возбужденному уровню с $E = 16,7$ MeV следует приписать конфигурацию $(1s)^3(1p_{1/2})^2$, что позволяет объяснить [illegible] и четность этого уровня, а также, как указано выше, и малую ширину этого уровня.

Заслуживает внимания следующее любопытное обстоятельство. [illegible] первым возбужденным [illegible] Li^5 с $E = 16,7$ MeV [illegible] Дело в том, что оба [illegible] He^4, конфигурация которого $(1s)^3 1p_{1/2}$ [illegible] состояния возникают в результате перехода одного нуклона из замкнутой оболочки $(1s)^4$ в состояние $1p_{1/2}$ [illegible] энергию возбуждения замкнутой оболочки $(1s)^4$ [illegible] независимыми: из данных о первом возбужденном [illegible] и из данных о возбужденном состоянии Li^5 [illegible] основного состояния He^4 энергия [illegible] равной ~22 MeV. Аналогичная оценка [illegible] $E = 16,7$ MeV.

Действительно, разность энергий [illegible] приближении равна разности энергий [illegible] минус энергия связи двух нуклонов в состоянии [illegible] взаимодействием между нуклонами в состоянии [illegible] так как это взаимодействие сравнительно [illegible] из [illegible] разность энергий (He^4 + n) и He^5, а [illegible] (~2 MeV). Энергию связи двух нуклонов [illegible] в ~4,7 MeV (по разности масс [illegible]

откуда и получается, ...
$(1s)^4$ приблизительно равна (16,7 ...
Такое близкое совпадение ... (16,7 ...
ждает правильность наших предположений ...
состояния Li^6 с энергией возбуждения 16,7 Мэв ...
Считаю своим приятным долгом выразить ...
родинскому за постоянный интерес к работе и ...
Н. А. Власову, сделавшему ряд важных замечаний.

Цитированная литература

1. Yarnell J., Lowberg R., Stratton W., Phys. Rev., 90, 292 ...
2. Hintz N., Brair J., Van Peter D., Phys. Rev., 93, 924 (1954).
3. Баль А., Смородинский Я. ЖЭТФ, 27, 9, 382 (1954).

... БАЛЬ

... С ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СВЯЗЬЮ
... β-РАСПАД He^6

В ... ядер с опытом лучше всего согласуется оболочечная ... промежуточной связи. Согласно этой модели ... находятся в состояниях с определенным орбитальным ..., а характер связи моментов отдельных нуклонов в ... ядра является промежуточным между предельными случаями ... и jj-связи. Эта модель оказалась очень удобной при ... свойств легких ядер, как порядок возбуждения ... разности энергий между ними, магнитные моменты ... работе оболочечная модель с промежуточной связью ... элементов β-распада $He^6 \rightarrow Li^6$ ... β-спектроскопических ... матричных элементов ... как для более точного ... и для проверки существования ... легких ядер. При расчете ... Можно показать, что учет ... работы и привести ... результатов.

С... соответственно 1 и 0 ... четность и изменение ... разрешенный, причем матричный элемент ... равен нулю, и требуется вычислить только матричный ... $\int\vec{\sigma}$. Для вычисления необходимо знать угловые волновые функции ... состояний He^6 и Li^6. Для построения волновых функций ... обычными методами атомной спектроскопии.

Со... модели с промежуточной связью основные состояния ... имеют конфигурацию $(1s)^4(1p)^2$, а волновые функции ... собой суперпозицию волновых функций с разными орбитальными ... и спинами:

$$
\begin{aligned}
&\text{у } He^6 \quad \psi_{He} = \alpha\psi(^1S_0) + \beta\psi(^3P_0), \\
&\text{у } Li^6 \quad \psi_{Li} = a\psi(^3S_1) + b\psi(^1P_1) + c\psi(^3D_1).
\end{aligned}
\qquad (1)
$$

Здесь ... есть волновая функция состояния $^3S_1$. Коэффициенты ... находились из решения соответствующих секулярных ... коэффициенты зависят от параметра y, который ... ($y = 0$ соответствует LS-связь, $y = \infty$ — jj-связь, а ... y — промежуточная связь) и определяется ... спин-орбитального взаимодействия, а F_2 ... здесь R — радиальная волновая функция ... y — коэффициент при P_1 в разложении ... по полиномам Лежандра:

$$V(\mathbf{r}_1 \quad \mathbf{r}_2) \quad \sum_{k=0}^{\infty} P_k(\cos\omega) V_k$$

... радиус-векторами первого и второго нуклонов r_1 и r_2) ... гипотезы о зарядовой инвариантности ... для He^6 и для Li^6. Ее можно определить из ... значения магнитного момента $M_{эксп} = 0{,}82$ ... которое зависит от y и равно

$$\ldots 0{,}50 b^2 + 0{,}31 c^2.$$

... значении y получаем, что $M_{теор} = M_{эксп}$ ... магнитном моменте Li^6 приводят

... интересующий нас матричный элемент ... ным состояниям квадрата модуля ... дующая формула:

$$\ldots \alpha \quad \frac{b\beta}{\sqrt{3}}\ldots^2.$$

В случае ... b ... 0 и это выражение равно 6. В ... $a = 0{,}611$, $b = 0{,}745$, $\alpha = \sqrt{2/3}$, $\beta = \sqrt{1/3}$ и ... значение 3,34. При $y = 1{,}5$, которое следует из данных ... Li^6, $|\int\vec{\sigma}|^2 = 5{,}25$. Это значение квадрата модуля матричного ... согласуется с последними данными о величинах ft для β-распада He^6 [1, 2]. Именно из этих данных следует, что при имеющемся сейчас значении ft 815 ± 70 для He^6 [3] величина $|\int\vec{\sigma}|^2$ не может быть больше ...

Заметим тут же, что ограничение $|\int\vec{\sigma}|^2$ ... является решительным доводом против предлагавшейся ранее для Li^6 ... конфигурации $(1s)^4(2s)^2$, в случае которой $|\int\vec{\sigma}|^2 = 6$.

Нами был также вычислен квадрупольный момент Li^6. Для него получилась следующая формула:

$$Q = -e\overline{r^2}(0{,}35 c^2 - 0{,}50 b \ldots)$$

где $\overline{r^2}$ — средний квадрат радиуса орбиты ... находящегося в p-состоянии, а e — заряд протона. При $y = 1{,}5$ ... квадрупольного момента получается значение $Q = 0{,}040\,\overline{r^2}\cdot e$ см², что ... не противоречит экспериментальной оценке $|Q| < 0{,}0009 \cdot e \cdot 10^{-24}$ см².

Наши выводы можно резюмировать ... образом: данные о β-распаде He^6 и о магнитном и квадрупольном моментах Li^6 могут быть объяснены в рамках оболочечной ... промежуточной связью. В пользу этой модели ... $y = 1{,}5$ с величиной ... совпадение величины ... из данных о разности энергий между ними ...

Пользуюсь ... выразить ... Я. А. Смородинского, предложившего эту тему ... замечаний.

Цитированная литература

... (1952).

... Rudofsky I., Phys. Rev., 87, 1140

... 25 ... (1953).

... НАУК СССР

т. ... СЕРИЯ ... ЧЕСКАЯ 1955

Д. А. МАКСИМОВ и Я. А. СМОРОДИНСКИЙ

К ТЕОРИИ ДВОЙНОГО β-РАСПАДА

§ 1. Введение

Изучение двойного β-распада может привести ... выяснению ... твенности нейтрино и антинейтрино. Недавно ... йной ... обнаружен у ядра Ca^{48} Маккарти [1]. Анализ ... изучению двойного β-распада у различных ядер ... ей были сделаны в статье Я. Зельдовича, С. Лу... го [2]. В этой статье было указано, что ... йной β-распад Ca^{48}, так как из всех ... ментов, для которых двойной β-распад ... адает максимальной энергией распада (4,3 МэВ ...) и продукт его распада Ti^{48} обладают ... ядра имеют по восемь нуклонов ... сверх заполненной ... точки Ca^{40}. Поэтому ядерный матричный элемент для распада Ca^{48} ... жен быть большим по сравнению с распадом более тяжелых ядер ... этого случая можно вычислить матричный элемент перехода ... лонов по схеме оболочек. Этому и посвящена настоящая работа ... яние взаимодействия с другими нуклонами (сердцевиной) можно у... ением некоторого поправочного фактора, как будет выяснено ... в § 7.

Вероятность безнейтринного двойного β-распада сильно зависит ... ргии перехода, в связи с чем ... интерес представ... ь переходы из осн... ное. В настоящей ра... матриваются толь...

Итак, наша задача ... основе модели ... нуклонов вычис... элементы для скалярной ... язи

$$\int 1 \int 1 \ldots$$

для тензорной связи

$$\int\sigma\ldots = \langle F|\sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+(\sigma_i\sigma_k)|I\rangle. \quad \ldots$$

Здесь τ_i^+ — оператор перехода ... нейтрона в протон, σ_i — оператор спина ... нуклона, I и F — начальное (Ca^{48}) и конечное (Ti^{48}) состояния ядра. ... состояния обладают одинаковым внутренним ядром Ca^{40}, которое в переходе не участвует и может быть исключено из рассмотрения. Поэтому начальное состояние I ... нейтронов с индивидуальными моментами $j = 7/2$ ... оболочку $f_{7/2}$, замкнутую относительно ... изотопический спин ... того состояния $T = 4$ ... Полный момент начального ядра, конечно, I ... полный ...

* Важность изучения Ca^{48} была отмечена ...

равен нулю. На неза-
два протона и шесть нейтронов,
$T_\zeta = 2$
состояний n эквивалент-
$T_\zeta = 2$ существуют всего

В теории оболочек
нов. Состояние i-го нуклона
момента m мы будем описывать
нором ранга 7 $\varphi_m(i)$ и изотопическ
нуклон находится в зарядовом состо
нуклон есть протон. При построении
использовать функции вида:

$$\chi(12) = \chi_{-1}(1)\,\chi_{-1}(2)\,\chi_1(\ldots$$

$\chi(12)$ соответствует состоянию, в котором
Полная волновая функция строится
функции обычным образом. Так, сразу мо
новую функцию, которая описывает оболочк

$$\Psi_I^0(J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4) = \Phi_0 \cdot \chi_1 \ldots$$

где

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{8!}}\,\Sigma \pm \ldots$$

— полностью антисимметричная

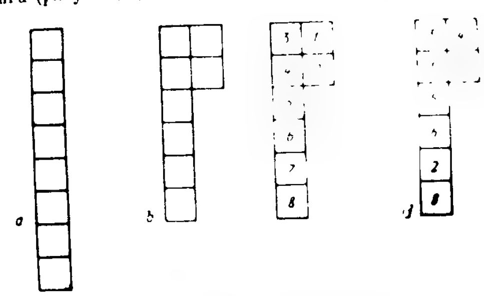
— изотопическая фу
Так же
шести
ния т.

может быть доказано
возможностью построе
нечетного числа пар частиц

пространственно-спиновая функция совпадает с начальной Φ_0. Поэтому

$$\Psi_F(J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4) = \Phi_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{28}} \sum_{i<k} \chi(ik)$$

ой функции, как легко видеть, соответствует схема Юнга
пиновой функции состояния $T=2$, $T_\zeta=2$
ма Юнга (рисунок, b)



функция $\Phi_F(12)$, соответствующая конкретной схеме Юнга (рисунок
может быть построена из некоторой производящей функции Φ путем
тризации ее по нуклонам (13) и (24) и последующей антисимметри-
по группам (12) и (345678). Функция Φ в общем случае
построена способом. Нас интересуют состояния
Поэтому Φ скалярную функцию
не по указанной схеме
Именно в этом неоднозначность состо
ями $J=T$ дальнейшей состояний вводится
интерпретации s как число, пока
не входит в волновую функцию состояния
скалярной комбинации

$$\ldots \sum \ldots \varphi_m(i)\,\varphi_{-m}(k).$$

симметрии простран
Наиболее прос
$s=0$.

примые
И этой функции
дальнейших вычислени

$$\Phi_F(12) = N_s\,\hat{A}_4 \ldots$$

$$-\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}\ldots$$

Здесь в явном виде произведена анти
(4) и (5678); $\hat{A}_4$ — антисимметризации

$\frac{8!}{2!4!} = 15$ членам N_6 — нормировка. Полезно [illegible] стоят функции четырех нуклонов, соответствующие [illegible] ним $T = 0$ и $T = 2$

$$\varphi_{T=0}(12|34) = 2\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix} - \begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix} - \begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}, \qquad (12)$$

[illegible] $\varphi_{T=0}(12|34)$ разделяет группы, внутри которых [illegible]

$$[illegible] \begin{bmatrix}5\\7\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\8\end{bmatrix} + \begin{bmatrix}5\\8\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\7\end{bmatrix}. \qquad (13)$$

[illegible] легко построить полностью [illegible] состояния $J = 0$, $T = 2$, $T_\zeta = 2$,

$$[illegible] \sum_k \chi(ik)\,\Phi_F(ik) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{28}}\{\chi(12)\Phi_F(12) [illegible] \chi(34)\Phi_F(34) + \ldots\}, \qquad (14)$$

где $\Phi_F(ik)$ получается из $\Phi_F(12)$ простым изменением нумерации. Например, функции $\Phi_F(47)$ соответствует схема Юнга (рисунок, *d*).

Набору квантовых чисел $J = 0$, $T_\zeta = 2$, $s = 0$ соответствуют лишь два состояния из (3) — I и II. Первое состояние описывается функцией (8). Функция (14) ортогональна к (8), что можно проверить непосредственно, вычисляя скалярное произведение функции, но это ясно уже и того, что (8) и (14) принадлежат к различным схемам Юнга. Следовательно, функция (14) действительно описывает состояние $T = 2$.

Две функции, соответствующие [illegible], $s = 4$, имеют вид (14), но с более сложными $\Phi_F(ik)$. Задачу [illegible] можно свести к задаче четырех частиц, представив [illegible] в виде (11), но теперь функции в первой скобке не будут [illegible] смысл [ ] [ ] = [ ] × [ ] который имелся в случае [illegible] с $s = 4$ строить не будем. Укажем лишь, что, строя функции [illegible] частиц методом [4], можно непосредственно убедиться, что [illegible] (3) действительно исчерпывают возможный набор функций [illegible].

§ 5. Вычисление нормировки

Чтобы функцией (14) можно было пользоваться, нужно еще вычислить нормировку N_6. Это вычисление не тривиально, поскольку в $\Phi_F(12)$ [illegible], например,

$$\varphi_{1/2}(1)\,\varphi_{-1/2}(2)\,\varphi_{1/2}(3)\,\varphi_{-1/2}(4)\,\varphi_{1/2}(5)\,\varphi_{-1/2}(6)\,\varphi_{1/2}(7)\,\varphi_{-1/2}(8),$$

входит, ввиду $\hat{A}_6$, по три раза, другие вообще взаимно уничтожаются.

Произведем явную антисимметризацию $\hat{A}_6$ по (345678). Для этого удобно записать (11) в виде

$$\Phi_F(12) = N_6\hat{A}_6\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678). \qquad (15)$$

Вертикальными чертами разделены группы, внутри которых уже произведена явная антисимметризация.

$$\begin{aligned}
&[illegible](12|34)\,\varphi_{T=2}(5678) && 1\ \text{член}\\
&[illegible]\,\varphi_{T=0}(12|35)\,\varphi_{T=2}(4678)\\
&[illegible]\,\varphi_{T=0}(12|36)\,\varphi_{T=2}(5478) && 4\ \text{члена}\\
&\quad\ldots\ldots\\
&-\ \varphi_{T=0}(12|54)\,\varphi_{T=2}(3678)\\
&\quad\ldots\ldots && 4\ [illegible]\\
&+\ \varphi_{T=0}(12|56)\,\varphi_{T=2}(3478)\\
&+\ \varphi_{T=0}(12|57)\,\varphi_{T=2}(3648)\ [illegible]\\
&+\ \ldots
\end{aligned} \qquad (16a)$$

Для большей наглядности подчеркнуты [illegible] перестановка) или (вид B):

$$\begin{aligned}
\Phi_F(12) = N_6\{&\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678)\\
-\ &\varphi_{T=0}(12|54)\,\varphi_{T=2}(5678)\\
&\varphi_{T=0}(12|36)\,\varphi_{T=2}(4578)\\
&\ldots\ldots\}
\end{aligned} \qquad (16б)$$

Получаем следующие равенства.

$$\begin{aligned}
[illegible](12),\ \Phi(12)) &= N_6(\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678),\ \Phi_F(12,\ \text{вид}\ A)) =\\
&= N_6(\varphi_{T=0}(12|35)\,\varphi_{T=2}(4678),\ \Phi_F(12,\ \text{вид}\ B)) =\\
&= 15N_6(\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678),\ \Phi_F(12,\ \text{вид}\ A))
\end{aligned} \qquad [illegible]$$

[illegible], как обычно, (Φ_1, Φ_2) означает скалярное произведение. Введем обозначения:

$$\begin{aligned}
\varphi^2_{T=0} &= (\varphi_{T=0}(12|34),\ \varphi_{T=0}(12|34))\\
\varphi^2_{T=2} &= (\varphi_{T=2}(5678),\ \varphi_{T=2}(5678))\\
p &= (\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678),\ \varphi_{T=0}(12|35)\,\varphi_{T=2}(4678))\\
q &= (\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678),\ \varphi_{T=0}(12|56)\,\varphi_{T=2}(3478))
\end{aligned} \qquad (18)$$

Тогда ввиду того, что

$$(\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678),\ [illegible]$$

и т. п., получим

$$(\Phi_F(12),\ \Phi_F(12)) = 15N_6^2 [illegible]$$

Вычисления $\varphi^2_{T=0}$, $\varphi^2_{T=2}$, p и q значительно [illegible] в $\varphi_{T=0}(12|34)\,\varphi_{T=2}(5678)$ существенны лишь члены, несодержащие одинаковых [illegible] индивидуальных моментов внутри каждой группы [illegible]

В дальнейшем нами используются формулы:

$$\Big(\underbrace{[\;]\cdots\begin{bmatrix}i\\k\end{bmatrix}}_{n}\cdot\underbrace{[\;]\cdots\begin{bmatrix}i\\k\end{bmatrix}}_{n}\Big)=8\Big(\underbrace{[\;]\cdots}_{n-1}\;\underbrace{[\;]\cdots}_{n-1}\Big)$$

если есть одинаковая пара, и

$$\Big(\underbrace{[\;]\cdots[\;]}_{n}\cdot\underbrace{[\;]\cdots[\;]}_{n}\Big)=\pm 8, \qquad (22)$$

если нет одинаковых пар. Знак определяется четностью суммы $n+\Sigma m+\Sigma m'$, что будет ясно при конкретных вычислениях (n — число скалярных пар).

Докажем (22) на частном примере $n=2$. Найдем скалярное произведение для функций:

$$\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}=\sum(-1)^{m_1+m_2+1}\varphi_{m_1}(1)\,\varphi_{-m_1}(2)\,\varphi_{m_2}(3)\,\varphi_{-m_2}(4)$$

и

$$\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}=\sum(-1)^{m_1'+m_2'+1}\varphi_{m_1'}(1)\,\varphi_{m_2'}(2)\,\varphi_{-m_2'}(3)\,\varphi_{-m_1'}(4).$$

Помня, что

$$(\varphi_m(i),\ \varphi_{m'}(k))=\delta_{ik}\delta_{mm'}, \qquad (23)$$

получаем

$$\left(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}\right)=$$

$$=\sum_{m_1=m_1'=-m_2'=m_2}(-1)^{m_1+m_2+m_1'+m_2'+2}=\sum(-1)^{2m+2}=-8 \qquad (24)$$

Ниже мы будем это записывать коротко:

$$\left(\overset{m}{\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}}\overset{m}{\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}}\cdot\overset{m}{\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}}\overset{-m}{\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}}\right)=\ 8 \quad (2m+2 \ \text{нечет.})$$

Над скалярным произведением выписана сумма (n [illegible] $\sum m+\sum m'$ [illegible] учетом (23).

Легко вычисляются

ε_f^2 [illegible] $2^4\cdot 3^4$ и [illegible]

Вычислить [illegible]

[illegible] $\begin{bmatrix}\cdot\\8\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\7\end{bmatrix}$ [illegible] $\begin{bmatrix}\cdot\\\cdot\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\7\end{bmatrix}$

[illegible]

[illegible] 8^2 (2 [illegible] чет.)

[illegible] $8\cdot 8$ ($3+2m$ = чет.)

[illegible] $\begin{bmatrix}\cdot\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}4\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\Big) = -8\cdot 8$ (3 = нечет.)

[illegible] подобны вычислениям (24).

[illegible] что от перемены обозначений [illegible] не меняется, получим величину

[illegible] $+(2\cdot 8^3+8^2)\cdot 3+(2\cdot 8^3+8^2)\cdot 3=3\cdot 7\cdot 2^{9}.$

Т[illegible] слагаемым функции $\varphi_{T=0}(12|34)$. Множитель [illegible] функций типа $\varphi_{T=2}$: существенны члены, содержащие [illegible] пары $\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix}6\\8\end{bmatrix}$ или $\begin{bmatrix}6\\7\end{bmatrix}$, например $\left(\cdots\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\cdot\cdots\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\right)$.

Теперь найдем q.

$$q=\left(\left\{2\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}\right\}\left\{\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}5\\7\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\8\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}5\\8\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\7\end{bmatrix}\right\}\cdot\right.$$

$$\left.\left\{2\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}1\\5\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\6\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}1\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\5\end{bmatrix}\right\}\left\{\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}3\\7\end{bmatrix}\begin{bmatrix}4\\8\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}3\\8\end{bmatrix}\begin{bmatrix}4\\7\end{bmatrix}\right\}\right)=$$

$$=\left(\left\{2\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}\right\}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\cdot\right.$$

$$\left.\left\{2\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}+\begin{bmatrix}1\\5\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\6\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}1\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\5\end{bmatrix}\right\}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\right)$$

[illegible]альные члены взаимно сокращаются, так как содержат одинаковые [illegible]екции внутри группы нуклонов (5678). При вычислении существенны [illegible]ны вида

$$\left(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\right)=8^4;\quad\left(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\cdot\right.$$

$$\left.[\cdot]\begin{bmatrix}2\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\right)=+8^3;\quad\left(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}1\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\5\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\right)=$$

$$\left(\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}1\\5\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\right)=+8^3;$$

$$\left(\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}1\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\5\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix}\right)=-8^3.$$

[illegible]да получаем

$$q = 2(2\cdot 8^4+8^3+8^3)+(2\cdot 8^3+8^2+8^2)+(2\cdot 8^3+8^2+8^2) = 2\cdot[illegible]^4.$$

[illegible]тавляя найденные величины в (20), найдем [illegible] функции [illegible] (12) на единицу:

N_2^2 [illegible]

§ 4. Вычисление матричного элемента [illegible]

[illegible] очень легко вычислить матричный [illegible]

[illegible] $\tau_i^+\tau_k^+$ не действует на пространственн[illegible]

[illegible]личен от нуля лишь переход T [illegible] 4 [illegible]

[illegible]вующие функции (5) и (8), сразу получаем

$$\int 1\int 1 = \langle F|\sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+|I\rangle=$$

$$=\langle J=0,\ T=4,\ T_\zeta=2\,|\sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k\,|\,J \ [illegible]$$

[illegible] $(\Phi_0,\Phi_0)=2\sqrt{28}.$

§ 5. Вычисление матричных элементов $\int \psi \hat{L} \psi$

В оператор L ... $\sum_{i \neq k} \sigma_i \sigma_k (\tau_i \tau_k)$ входят одночастичные ...

$$\ldots \sigma_z(k) + \frac{1}{2} \sigma_+(i)\, \sigma_-(k) + \frac{1}{2} \sigma_-(i)\, \sigma_+(k), \qquad (27)$$

$$\ldots \sigma_x - i\sigma_y.$$

... оболочки j_{ν_1}, т. е. полные моменты ... до и после перехода

$$(28)$$

... и

$$f(m) = \sqrt{(j-m+1)(j+m)} \ldots m). \qquad (29)$$

Ниже будут использованы равенства:

$$\left.\begin{aligned} &\sum m^2 = 42; \ \sum m^4 = {}^1/_2 777; \\ &\sum_{m_1 \neq m_2} m_1 m_2 = -42; \ \sum_{|m_1| \neq |m_2|} m_1 m_2 = 0; \ \sum_{m_1 \neq m_2} m_1^2 m_2^2 \ldots 2751; \\ &f(-m) = f(m+1); \ \sum f^2(m) = 84; \\ &\sum f^2(m+1) f^2(m) = 1008; \ \sum m(m-1) f^2(m) \ldots \end{aligned}\right\} \qquad (30)$$

Матричные элементы от оператора L удобно записывать как скалярное произведение

$$\int \psi \hat{L} \psi = \langle F | \hat{L} | I \rangle = (\Psi_F, \ldots) \qquad (31)$$

Вычислим этот матричный элемент для перехода

$$J = 0, \ T = 4, \ T_\zeta = 4 \to J \ldots = 0.$$

Результат действия операторов ... сводится

$$(\Psi_F (T = 2, \ldots) \hat{L} \Psi_I) \ldots (\Phi_F(12), \sigma_1 \sigma_2 \Phi_0). \qquad (32)$$

Оператор $\sigma_1\sigma_2$ действует на индивидуальные функции первого и второго нуклонов. Поэтому при вычислении матричных элементов для краткости мы будем явно выписывать лишь ту часть функций Φ_0 и Φ_F (12), которая содержит 1-й и 2-й нуклоны. При этом нужно помнить, что Φ_0 полностью антисимметрична и не содержит членов с одинаковыми проекциями моментов у двух нуклонов. Ясно, что при такой сокращенной записи равенства должны пониматься в условном смысле ... раз

$$\Phi_F \ldots \left\{\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix} - \begin{bmatrix}5\\7\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\8\end{bmatrix} + \begin{bmatrix}5\\8\end{bmatrix}\begin{bmatrix}6\\7\end{bmatrix}\right\}.$$

Начальную ... представить в виде

$$\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{8!}} \Sigma \pm \begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}5\\6\end{bmatrix}\begin{bmatrix}7\\8\end{bmatrix},$$

где суммирование производится по существенно различным ... друг другу с точностью до знака. Тогда вычисление ... от $\sigma_z\sigma_z$ сводится к нахождению следующих ...

$$\left(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}, \ \sigma_z(1)\sigma_z(2)\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\right) = \left(\frac{1}{7}\right)^2 \sum \ldots m_1 m_2$$

$$\left(\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}, \ \sigma_z(1)\sigma_z(2)\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}\right) = \ldots \sum \ldots$$

Отсюда

$$(\Phi_F(12), \sigma_z(1)\sigma_z(2)\Phi_0) = \frac{N_0}{\ldots} \ldots 6 \cdot 4! \cdot 15 \ldots \qquad (34)$$

где N_0 и $\frac{1}{\sqrt{8!}}$ — нормировки ... коэффициент при $\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}$, 6 — число ... нов из $\begin{bmatrix}3\\4\end{bmatrix}$ при данном $\varphi_m(1)\varphi_{-m}(2)$ из $\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}$, 4! — число членов ... антисимметричной функции от (5678), 15 — множитель из-за $\hat{A}_6$.

Вычисление матричного элемента от $\sigma_+\sigma_-$ проведем несколько ... нее:

$$\left(\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}, \ \sigma_+(1)\sigma_-(2)\begin{bmatrix}1\\2\end{bmatrix}\right) = \left(\Sigma(-1)^{\ldots} \varphi_m(1)\varphi_{-m}(2), \right.$$

$$\left.\left(\frac{1}{7}\right)^2 \Sigma (-1)^{m'+\frac{1}{2}} f(m'+1) f(-m') \varphi_{m'+1}(1)\varphi_{-m'-1}(2)\right) =$$

$$\left(\frac{1}{7}\right)^2 \sum_{m=-m'+1} (-1)^{m+m'+1} f(m'+1) f(-m') = -\left(\frac{1}{7}\right)^2 \sum f^2(m) = -\frac{84}{49}. \qquad (35)$$

$$\ldots \sigma_+\sigma_- \begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix} =$$

$$\left(\frac{1}{7}\right)^2 \sum_{|m_1| \neq |m_2|} (-1)^{m_1 \ldots} f(m_1 \ldots 1) f(m_2 \ldots 1) \varphi_{m_1}(2)\varphi_{-m_1}(3)\varphi_{-m_2}(4) \ldots$$

Опять равенство написано с учетом того ... $\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}$, рассматриваемой как часть Φ_0, присутствуют лишь члены, не исчезающие при антисимметризации по (1234).

Ясно, что

$$\left(\begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}, \ \sigma_+\sigma_- \begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}\right) \ldots$$

а отличный от нуля член вида

$$\left(\begin{bmatrix}1\\4\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\3\end{bmatrix}, \ \sigma_+\sigma_- \begin{bmatrix}1\\3\end{bmatrix}\begin{bmatrix}2\\4\end{bmatrix}\right) =$$

$$\ldots (-1)^{m_1+m_2+1+(m_1+1)+(m_2-1)+1} f(m_1+1) f(m_2) \ldots \frac{84}{49} \qquad (36)$$

Собирая подобные члены, получим:

$$(\Phi_F(12),\ \sigma_+(1)\,\sigma_-(2)\,\Phi_0) = \frac{N_8}{\sqrt{8!}}\Big\{2\Big(-\frac{84}{49}\Big)6+\Big(\frac{[illegible]}{[illegible]}\Big)[illegible]$$

[illegible] нужно иметь в виду, что в $\Phi_F(12)$ члены вида [illegible] [illegible] четности перестановки. Окончательно [illegible]

$$(\Phi_F(12),\ \sigma_+(1)\,\sigma_-(2)\,\Phi_0) = -\frac{N_8}{\sqrt{8!}}\cdot\frac{84}{49}\cdot 10\cdot 41\cdot 15. \qquad (40)$$

[illegible]

$$[illegible]\ \sigma_-(2)\,\Phi_0) = (\Phi_F(12),\ \sigma_-(1)\,\sigma_+(2)\,\Phi_0). \qquad (41)$$

Отношение [illegible] (40) равно:

$$\frac{[illegible]\ \Phi_0)}{(\Phi_F\ [illegible]\ \Phi_0)} = \frac{3}{5}. \qquad (42)$$

Теперь можно написать полный матричный элемент:

$$M_2 \equiv (\Psi_F(T=2,\ s=0),\ \sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+(\vec\sigma_i\vec\sigma_k)\Psi_I) = -\frac{N_8\sqrt{8!}\cdot 48}{7\sqrt{7}}, \qquad (43)$$

$$M_2^2 = \frac{36\cdot 32}{49\cdot 128} = 0{,}18. \qquad (44)$$

Соответственно для [illegible] $\Psi_F(T=4)$ вычисляются:

$$(\Phi_0,\ \sigma_{z}\sigma_{z}\Phi_0) = \Big(\frac{1}{7}\Big)[illegible]\, m_i m_k \cdot 6! = -\frac{1}{56}\cdot\frac{42}{49} \qquad (45)$$

и

$$(\Phi_0,\ \sigma_+\sigma_-\Phi_0) = -\Big(\frac{1}{7}\Big)[illegible]\sum_m [illegible] = -\frac{1}{56}\cdot\frac{84}{49}. \qquad (46)$$

Минус в (46) получается ввиду того, что результат, не исчезающий из-за антисимметричности Φ_0, отличен от нуля лишь для переходов $m \leftrightarrow m-1$, которые меняют четность перестановки. Из (45) и (46) находим:

$$M_1 \equiv (\Psi_F(T=4),\ \sum_{i\neq k}\tau_i^+\tau_k^+(\vec\sigma_i\vec\sigma_k)\Phi_I) = -\frac{9}{7\sqrt{7}}, \qquad (47)$$

$$M_1^2 = 0{,}24 \qquad (48)$$

§ 6. Переходы в состояния с $s=4$

Как легко показать, оператор $\hat L = \Sigma\tau_i^+\tau_k^+(\vec\sigma_i\vec\sigma_k)$ коммутирует с оператором полного момента $\mathbf{J} = \Sigma(\mathbf{l}_i+\vec\sigma_i)$, где $\mathbf{l}_i$ и $\vec\sigma_i$ — операторы орбитального и спинового моментов i-го нуклона. Это обстоятельство дает возможность косвенным путем получить некоторые сведения о переходах в два состояния с $s=4$, а именно вычислить полусумму [illegible] матричных элементов в эти состояния.

В самом деле, из того, что полный момент сохраняется, [illegible] что можно написать разложение

$$[illegible]\ T=4,\ T_\zeta=4)+$$
$$[illegible]=2,\ s=0)+$$
$$[illegible]\ T_\zeta=2,\ s=4)+$$
$$[illegible]\ T=2,\ T_\zeta=2,\ s=4). \qquad (49)$$

[illegible], поскольку, как указывалось, других состояний [illegible]. Если Ψ_F нормированы на 1, то ясно, что $M_{[illegible]}$ [illegible] матричные элементы переходов в соответствующие состояния. [illegible] произведение выражения (49) самого на себя

$$(\hat L\Psi_{I,1},\ \hat L\Psi_I) = M_1^2+M_2^2+M_3^2+M_4^2 \qquad (50)$$

или

$$M_3^2+M_4^2 = (\hat L\Psi_I,\ \hat L\Psi_I) - M_1^2 - M_2^2. \qquad (51)$$

Формула (51) дает возможность найти полусумму $\tfrac12(M_3^2+M_4^2)$ [illegible] использования сложных функций с $s=4$.

Вычисление $(\hat L\Psi_I,\ \hat L\Psi_I)$ полностью аналогично вычислениям § [illegible] дает

$$(\hat L\Psi_I,\ \hat L\Psi_I) = 1{,}43. \qquad (52)$$

Отсюда

$$\tfrac12(M_3^2+M_4^2) = 0{,}5. \qquad [illegible]$$

[illegible]

Приводим таблицу вычисленных квадратов матричных элементов. Для двух последних переходов имеем их полусумму. Выделен переход [illegible] наиболее вероятное основное состояние.

[illegible]	Начальное состояние	Конечное состояние	Квадрат матричного элемента
[illegible]	$J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4$	J [illegible] T [illegible] T_ζ [illegible]	[illegible]
[illegible]	$J=0,\ T=4,\ T_\zeta=4$	$J=0,\ T$ [illegible]	[illegible]
		$J=0,\ T$ [illegible]	
		$J=0,\ T=2,\ T_\zeta$ [illegible]	
		$J=0,\ T=$ [illegible]	

[illegible] видно, что наиболее вероятное значение [illegible] матричного элемента равно 0,2.

[illegible] не представляет собой реальную величину матричного элемента [illegible], только в самых легких ядрах вычисление по [illegible] приводит к правильному значению матричного элемента [illegible], по-видимому, заключается в изменении формы [illegible], проведенный Бором и Моттельсо[illegible]

ном [6], показывает, что в области оболочки $f_{7/2}$ ... значение времени жизни больше теоретического ... (для Ca^{48} — в 100, для Sc^{49} — в 80). Этот же множитель надо, ... матричный элемент двойного β-распада. Могло бы показаться ... что матричный элемент двойного β-распада этот множитель должен ... в квадрате. Это, однако, не так. Переход в промежуточ... испускания одного нейтрона) будет происходить ... по причинам, аналогичным принципу Кондона — ... конечном состоянии произойдет деформация ядра, ... между заданными основными состоя...

... можем ожидать только, что теорети... оценку времени жизни. ... представляет собой нижнюю ... отклонения от схемы незави... Фактор формы также ... 100. Сравнение с опытом ... фактор, что, очевидно, ...

Формула ... [2], она имеет вид:

$$T_{1/2} \approx \ldots \text{ лет}$$

... для энергии 4,3 MeV ...

Подставляя значения остальных ... в формулу, получим для периода полураспада значения

$$T_{1/2} \approx 0{,}5\cdot 10^{18} \text{ лет (при энергии 4,3 MeV)}.$$

Ошибки расчета могут привести к тому, что реальное время окажется на порядок больше.

В заключение мы выражаем благодарность Я. Зельдовичу и А. Баз... за полезное обсуждение работы.

Примечание при корректуре. Маккарти ... сообщил новое значение $T_{1/2} \approx (1{,}6 + 0{,}7)\cdot 10^{17}$ ... деформационного фактора величину 500 ÷ 1000.

Цитированная литература

1. McCarthy J., ...
2. Зельдович Я., ... Я., УФН, 54, 361 (1954).
3. Flower ...
4. ... (1952).
5. ... ИИЛ, М.—Л., 1948.
6. ... 27, No. 16 (1953).
7. ... 71 (1951).

* ... эти очень грубы. Они указывают только на то, что результирующий множитель должен быть меньше квадрата множителя обычного распада. В пользу этого говорит и то обстоятельство, что формы двух четно-четных ядер различаются меньше, чем формы четно-четного и четно-нечетного ядер.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. ... СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

В. А. КРАВЦОВ

НОВЫЕ ДАННЫЕ ПО СОПОСТАВЛЕНИЮ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ СРЕДНИХ ЯДЕР

Большое число экспериментальных данных ... ов, энергий ядерных реакций и энергии ... надов дает возможность перекрестного ... мов и энергий связи их ядер. В области ... ывается, можно контролировать эксперимента... разности энергий связи. В ряде случаев ... разности энергий связи ядер, вычисленными ... альным значениям, ставит под сомнение ... тановить правильную величину разности ...

В работе [1] мы показали, что при установлении ... экспериментальных данных может быть полезным ... тических поверхностей. Этот метод позволил нам в [1, 2] убедиться ... разрешить некоторые сомнительные случаи и выбрать наиболее надежные экспериментальные данные. Как известно, зависимость энергии ... дер E от порядкового номера Z и массового числа A может быть ... авлена в виде четырех энергетических поверхностей в простр... (E, Z, A): поверхностей для четно-четных, четно-нечетных, нечетно-четных и нечетно-нечетных ядер. Для удобства построения графиков ... рассматривать энергетические поверхности с уменьшенным ... например для легких и средних ядер эти поверхности могут быть ... завлены уравнением

$$9A - E\ (Z,\ A)\ \text{MeV} = \text{const}.$$

Удобно рассматривать сечения этих поверхностей плоскостями Z ... изотопическое сечение), $N = A - Z = \text{const}$ (изонейтронное сечение) ... $A - 2Z$ — const (сечение по ядрам с равными избытками нейтронов). Как было установлено в [1], имеется ряд свойств сечений энергетических поверхностей, которые позволяют контролировать сомнительные энергии связи путем сопоставления их с другими энергиями связи. Свойства эти таковы:

1) отсутствуют пересечения между поверхностями для четно-четных и нечетно-нечетных ядер, а также их пересечения с остальными двумя поверхностями;

2) поверхности разной четности ... изгибы друг друга;

3) сечения одинаковой четности ... значении Z, ... или T к соседнему $Z \pm 2$, $N \pm 2$ или $T \pm 2$ ... по форме и взаимному расположению кривых;

4) кривые изотопических (Z = const) и изонейтронных (N = const) сечений имеют выпуклость, обращенную только к ... A или Z.

В результате критического сопоставления экспериментальных данных нами были составлены таблицы масс средних атомов и энергии связи их ядер [1]. Недавно появились новые, более точные, масс-спектрометри-

... [11–9], позволившие уточнить ... числами 68 : 104.
... на основании этих более ... в конце статьи), ... энергиях связи Sr^{86}, ... изменениям ... энергиях связи

... энергии связи ... нейтрона ... энергии реакции ...

Из значения энергии ... ческих измерений ... опубликованной в [11, 1...] ... связи ядра Sr^{85}. Энергия связи ... спектрометрических данных [3], вычисленной ... связи ядра Sr^{86}, можно установить, что ... не меньше $11{,}0 \pm 0{,}1$ MeV. Таким образом, ... в Sr^{86}, полученная из масс-спектрометрических изм..., больше, чем та же энергия, полученная из реакции ...

Среди использованных в расчетах величин наиб... ляются: энергия β-распада Kr^{85}, измеренная независимо тремя группами авторов [11—13], и нижняя граница энергии ... ного захвата Sr^{85}, также измеренная в трех работах [11, 1...] ... устойчивого Sr^{86} хорошо согласуется с масс-спектрометри... чениями масс Kr^{86}, Rb^{87}, Sr^{87}, Sr^{88}, Y^{89}, Zr^{90} и Nb^{93} по [3] ... энергиям реакций и распадов. Значение массы Sr^{86} ... шиванием всех этих масс и энергий реакций по сп... ратов и поэтому наличие систематических ошибок ... массы Sr^{86} мало вероятно. Энергия связи Kr^{85} ... всех видов, описываемые далее, и это ... тическая ошибка в ее измерении ... ником расхождения в значениях ... могут быть три величины ... Rb^{85} из [3] и порог реакции ...

Рассмотрим рис. 1 ... ние по $Z = 36$, содер... Кривая 2 прив... ведена чере... численной ... соответ... гия ... пере... ... на ...

Rb^{86}. Пунктирная часть кривой 2 и точка 3 построены по энергии связи Rb^{86}, вычисленной по энергии (d, p)-реакции. Сплошная часть кри-

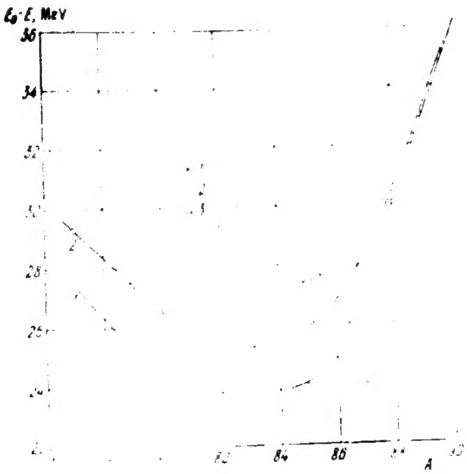
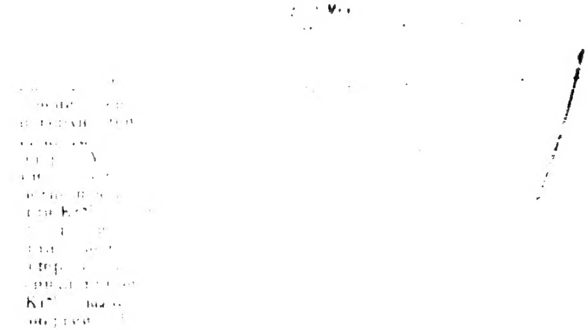


Рис. ... Изотопическое сечение энергетических поверхностей ... с уменьшенным уклоном для изотопов криптона ($Z = 36$): 1 — точки, построенные по энергиям связи для четно-четных ядер; 2 — точки, построенные по энергиям связи для четно-нечетных ядер, для Kr^{85} — по массе Rb^{85}; 3 — точка, построенная по энергии связи Kr^{86}, вычисленной по энергии (d, p)-реакции

... лежащие на ней точки относятся к нечетно-четным ядрам ... Rb^{85}, вычисленной из масс-спектрометрических данных. ...



... свидетельствует ... ильности значения массы Rb^{85} ...

Для выяснения правильности ... может служить рис. ...

шим энергию связи ядра Sr^{85}. Пунктирная [illegible] лучены из энергии (γ, n)-реакции, сплошная [illegible] на ней точки относятся к четно-нечетным ядрам [illegible] [illegible] из массы Rb^{85}. Пунктирная часть кривой [illegible] [illegible] устанавливает ошибочность измерений [illegible] [illegible]

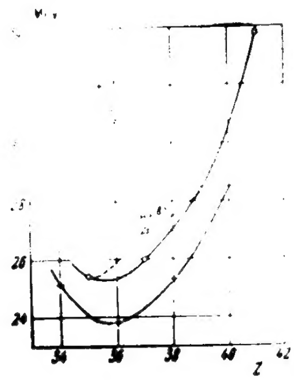


Рис. 3. Изонейтронное сечение энергетических поверхностей с уменьшенным уклоном для ядер с $N=48$: 1 — точки, построенные для четно-четных ядер; 2 — точки для нечетно-четных ядер для Rb^{85}, построенные по масс-спектрометрическим данным; 3 — точка, построенная для энергии связи Rb^{85}, вычисленной по массе Kr^{85} по энергии (d, p)-реакции

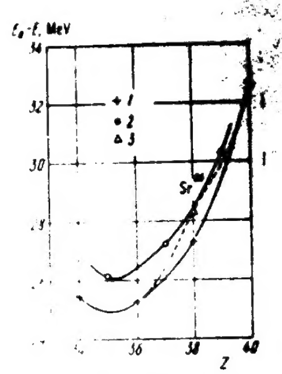


Рис. 5. Изонейтронное сечение энергетических поверхностей с уменьшенным уклоном для ядер с $N=47$: 1 — точки, построенные для четно-нечетных ядер, а для Sr^{85} — по массе Rb^{85}; 2 — точки, построенные для нечетно-нечетных ядер; 3 — точка, построенная для энергии связи Sr^{85}, вычисленной из массы Sr^{86} по энергии (γ, n)-реакции

Таким образом, все рассмотренные сечения и все другие, которые не приводятся здесь, устанавливают наличие ошибок в измерениях энергий реакций Kr^{84}(d, p)Kr^{85} и Sr^{86}(γ, n)Sr^{85} и подтверждают правильность измерений массы Rb^{85} в работе [illegible] энергии связи последних нейтронов следует считать равными

$$\varepsilon_n(Kr^{85}) = [illegible]\ MeV$$

$$\varepsilon_n(Sr^{85}) = [illegible]\ MeV$$

Эти выводы р[illegible] [illegible] сделанными нами в [1] относительно энергии [illegible] Kr^{85} [illegible] Sr^{85}. Это различие вызвано всеми новыми изме[illegible] [illegible], отказом авторов работы [3] от [illegible] массы Kr^{85} [illegible] ранее Коллинсом в [17]. Эти [illegible] хорошо согласуются с другими новыми данными, например [illegible] распада Br^{85}, приведенной в [9]. Новые данные об энергии [illegible] приведенные ниже в таблице, дают более плавные кривые всех [illegible] энергетических поверхностей. Это дает уверенность, что [illegible] масс и энергии связи ядер в интервале $68 \leqslant A \leqslant 104$ [illegible] опубликованных ранее.

[illegible] физико-химический институт
им. Л. Я. Карпова

[illegible] литература

1. [illegible], 25, 630 (1953).
1. [illegible], 54, 3 (1954).
2. [illegible]son W., Nier A., Phys. Rev., 94, [illegible]
3. [illegible] van den Bold H., Endt P., Phys. [illegible] 20, [illegible]
4. [illegible]ig E., Phys. Rev., 94, 1713 (1954).
5. [illegible] Phys. Rev., 95, 67 (1954).
6. [illegible] D., Farmer D., Bull. Am. Phys. [illegible]
7. [illegible] Phys. Rev., 95, 410 (1954).
8. [illegible] W., Wiedenbeck M., Phys. Rev. [illegible]
9. [illegible] Schwartz R., Watson W., Phys. [illegible]
10. [illegible] Mihelich J., Scharff[illegible]
11. [illegible] Wall N., Deutsch M., Phys. Rev. [illegible] [illegible] Ketelle B., Brosi A., Phys. Rev. [illegible]
12. [illegible] I., Ark. Fys., 5, 191 (1952).
13. [illegible] J., Mann A., Phys. Rev. [illegible]
14. Sher [illegible] Helpern J., Mann A., Phys. Rev. [illegible]
15. Ter-Pogossian M., Porter F., Phys. [illegible]
16. Emmerich W., Kurbatov J., Phys. Rev. [illegible]
17. Collins T., Mass-spectroscopy in Physics [illegible] Circular 522, 67 (1953).
18. Levi C., Papineau [illegible]

ПРИЛОЖЕНИЕ

Массы средних атомов и энергии связи нуклонов их ядер от цинка до калия исправленные по масс-спектрометрическим данным работ [3—8, 18]

Порядковый номер Z и элемент	Массовое число A	Число нейтронов N	Вид радиоактивности	Масса атома (атомных единиц массы)	Энергии связи нуклонов в ядре, MeV
1	2	3	4	5	6
[illegible] — Zn	68	38	уст.	67,946 71±11	595,10±0,10 [illegible]
	69	39	β⁻	68,948 68±6	601,61±0,06 [illegible]
	70	40	уст.	69,947 59±8	611,01±0,08 [illegible]
	71	41	β⁻	70,949 7 ± 3	617,4 ± 0,[illegible]
	72	42	β⁻	71,950 5 ± 3	625,0 ± 0,[illegible]
[illegible] — Ga	68	37	β⁺	67,949 83±11	591,42±0,10 [illegible]
	69	38	уст.	68,947 72±6	601,73±0,06 [illegible]
	70	[illegible]	[illegible]	69,948 27±8	609,59±0,08 [illegible]
	71	[illegible]	[illegible]	70,947 42±15	618,75±0,14 [illegible]
	72	[illegible]	[illegible]	71,948 79±7	625,85±0,07
	73	[illegible]	[illegible]	72,948 1 ± 2	63[illegible],8 ± 0,2
[illegible] — Ge	69	[illegible]	[illegible]	[illegible]	598,71±0,0[illegible] [illegible]
	70	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	71	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	72	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	73	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	74	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	75	[illegible]	β	[illegible]	[illegible]
	76	44	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	77	45	β	[illegible]	[illegible]
	78	46	β	[illegible]	[illegible]

Примечания: «э.з.» — электронный захват [illegible] получены интерполяцией по кривым, [illegible] при [illegible] и масс применялось уравновешивание экспериментальных [illegible] найденных параметров.

(Продолжение)

				Масса атома (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклонов в ядре, MeV
					6
					[illegible],88±0,15
					623,93±0,05
					[illegible],5 ±0,2 ■
					642,33±0,09
					652,40±0,05
					[illegible],71±0,07
					[illegible],44±0,05
					[illegible],5 ± 0,2
					685,5 ± 0,2
					[illegible]1,0 ± 0,2 ■
					642,84±0,08
					650,75±0,05
					661,94±0,05
					669,36±0,05
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	679,84±0,05
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	78,943 67±[illegible]	686,84±0,06
	[illegible]	[illegible]	уст.	79,941 92±5	696,83±0,05
	81	47	β⁻	80,943 68±8	703,57±0,08
	82	48	уст.	81,942 68±5	712,85±0,05
	83	49	β⁻	82,944 1 ± 2	719,9 ± 0,2
[illegible] — Br	75	40	β⁺	74,949 40±5	647,25±0,05
	76	41	β⁺	75,948 38±9	656,57±0,08
	77	42	β⁺	76,945 93±5	667,22±0,05
	78	43	β⁺	77,945 88	675,63±0,09
	79	44	уст.	78,943[illegible]	686,21±0,06
	80	45	β⁺, β⁻	79,9[illegible]	[illegible]±0,05
	81	46	уст.	[illegible]	[illegible]±0,06
	82	47	β⁻	[illegible]	[illegible]±0,08
	83	48	β⁻	[illegible]	[illegible]±0,06
	84	49	β⁻	[illegible]	728,28±0,06
	85	50	β⁻	[illegible]	737,4 ± 0,2
	87	52	β⁻	[illegible]	747,[illegible] ± 0,5
36 — Kr	77	41	β⁺	[illegible]	66[illegible],7 ± 0,2
	78	42	уст.	[illegible]	675,78±0,05
	79	43	β⁺	[illegible]	683,55±0,06
	80	44	[illegible]	[illegible]	695,44±0,06
	81	45	[illegible]	[illegible]	703,[illegible] ± 0,2 ■
	82	46	уст.	81,939 52±7	714,23±0,06
	83	47	уст.	82,940 44±6	721,75±0,06
	84	[illegible]	[illegible]	83,938 21±6	732,18±0,06
	85	[illegible]	β	84,939 86±7	739,08±0,07
	86	[illegible]	уст.	85,[illegible]±13	749,12±0,12 мк
	[illegible]	[illegible]	β	[illegible]	754,70±0,13 мк
	[illegible]	[illegible]	β	[illegible]	761,82±0,17
	[illegible]	[illegible]	β	[illegible]	768,0 ± 0,4
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	774,6 ± 0,3 ■
37 — Rb	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	700,5 ± 0,3 ■
	[illegible]	[illegible]	β⁺	[illegible]	709,4 ± 0,3 ■
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	720,0 ± 0,2 ■

(Продолжение)

Порядковый номер Z и элемент	Массовое число A	Число нейтронов N	Вид радиоактивности	Масса атома (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклонов в ядре, MeV
1	2	3	4	5	6
	84	47	β⁺	83,94[illegible]	[illegible]
	85	48	уст.	84,93[illegible]	[illegible]
	86	49	β	85,9[illegible]	[illegible]
	87	50	уст., β	[illegible]	[illegible]
	88	51	β	[illegible]	[illegible]
	89	52	β	[illegible]	[illegible]
	90	[illegible]	β	[illegible]	[illegible]
	82	44	β⁺	[illegible]	[illegible]
	83	45	β⁺	[illegible]	[illegible]
	84	46	уст.	[illegible]	[illegible]
	85	47	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible] — Sr	86	48	уст.	[illegible]	748,[illegible]
	87	49	уст.	[illegible]	757,12[illegible]
	88	50	уст.	87,933 75±14	768,[illegible]
	89	51	β	88,935 67±16	774,8[illegible]
	90	52	β⁻	89,935 91±24	782,[illegible]
	91	53	β⁻	90,938 63±25	788,[illegible]
	86	47	β⁺	85,941 3 ± 4	74[illegible]
	87	48	β⁺	86,938 6 ± 3	75[illegible]
	88	49	β⁺	87,936 67±16	76[illegible]
	89	50	уст.	88,934 09±17	775,[illegible]
[illegible] — Y	90	51	β⁻	89,935 27±24	782,77[illegible]
	91	52	β⁻	90,935 77±25	790,[illegible]
	92	53	β⁻	91,938 7 ± 4	796,[illegible]
	93	54	β⁻	92,938 8 ± 5	804,[illegible]
	94	55	β⁻	93,943 0 ± 6	80[illegible]
	87	47	β⁺	86,942 4 ± 3	[illegible]
	88	48	[illegible]	87,937 2 ± 3	[illegible]
	89	49	β⁺	88,937 [illegible]±18	[illegible]
	90	50	уст.	89,9[illegible]±2[illegible]	[illegible]
[illegible] — Zr	91	[illegible]	уст.	[illegible]	[illegible]
	92	52	уст.	[illegible]	[illegible]
	[illegible]	[illegible]	β	[illegible]	[illegible]
	[illegible]	54	уст.	[illegible]	[illegible]
	95	55	β	[illegible]	[illegible]
	96	56	уст.	[illegible]	[illegible]
	97	57	β	[illegible]	[illegible]
	89	48	β	[illegible]	[illegible]
	90	[illegible]	β⁺	[illegible]	[illegible]
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	92	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible] — Nb	93	[illegible]	уст.	[illegible]	[illegible]
	94	[illegible]	β	[illegible]	[illegible]
	95	54	[illegible]	[illegible]	[illegible]
	96	55	β	[illegible]	[illegible]
	97	56	β	[illegible]	[illegible]
	99	58	β	[illegible]	[illegible]

Порядковый номер Z и элемент	Массовое число A	Число нейтронов N	Вид радиоактивности	[illegible]		
1	2	3	4	5		
42 — Mo	91	49	β⁺	90,939 66±29	[illegible]	
	92	50	уст.	91,934 51±27	79[illegible]	
	[illegible]	51	[illegible]	92,935 3 ± 5	[illegible]	
	[illegible]	52	уст.	93,934 37±20	814,[illegible]	
	[illegible]	[illegible]	уст.	94,936 0 ± 4	821,6 ±[illegible]	и
	96	[illegible]	уст.	95,935 2 ± 4	830,75±[illegible]	и
	97	[illegible]	уст.	96,936 8 ± 5	837,6 ±0,5	и
	98	56	уст.	97,936 0 ± 4	846,7 ±0,4	и
	99	57	β	98,938 6 ± 5	852,6 ±0,5	и
	100	58	уст.	99,938 4 ± 3	861,2 ±0,3	
	101	59	β⁻	100,941 2 ± 5	866,9 ±0,5	и
43 — Tc	93	50	β⁺	92,938 6 ± 5	801,6 ± 0,5	и
	94	51	β⁺	93,938 98 ± 22	809,66±0,21	
	95	52	э. з.	94,937 5 ± 4	819,4 ± 0,4	и
	96	53	э. з.	95,938 1 ± 5	827,2 ± 0,5	и
	97	54	э. з.	96,936 9 ± 5	836,7 ± 0,5	и
	(98)	55	(э. з.)	97,937 7 ± 6	844,3 ± 0,6	и
	99	[illegible]	[illegible]	98,937 2 ± 5	853,2 ± 0,5	и
	100	[illegible]	[illegible]	99,938 6 ± 6	860,2 ± 0,6	и
	101	[illegible]	[illegible]	100,938 8 ± 6	868,4 ± 0,6	и
44 — Ru	95	[illegible]	[illegible]	94,940 3 ± 6	816,0 ± 0,6	и
	96	[illegible]	[illegible]	95,938 1 ± 5	826,4 ± 0,5	и
	97	[illegible]	[illegible]	96,937 8 ± 6	835,1 ± 0,6	и
	98	[illegible]	уст.	97,936 2 ± 7	844,9 ± 0,7	и
	99	55	уст.	98,936 8 ± 7	852,7 ± 0,7	и
	100	56	уст.	99,935 6 ± 8	862,2 ± 0,8	и
	101	57	уст.	100,937 1 ± 6	869,2 ± 0,6	и
	102	58	уст.	101,936 10 ± 9	878,50 ± 0,09	
	103	59	β⁻	102,938 3 ± 2	884,8 ± 0,2	
	104	60	уст.	103,937 6	893,8 ± 0,3	и
45 — Rh	98	53	β⁺	[illegible]	829,1 ± 0,8	и
	99	54	β⁺	[illegible]	840,2 ± 0,7	и
	100	55	β⁺	[illegible]	847,8 ± 0,8	и
	101	56	[illegible]	[illegible]	858,1 ± 0,6	и
	102	[illegible]	[illegible]	[illegible]	875,44 ±0,09	
	103	[illegible]	[illegible]	[illegible]	884,85 ±0,12	
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	891,64 ±0,12	
46 — Pd	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	855,2 ± 0,8	и
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	864,0 ± 0,8	и
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	875,78 ±0,09	
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	883,51 ±0,12	
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	893,44 ±0,10	
				[illegible] ± 3	879,8 ± 0,3	
				[illegible] ± 12	888,38±0,12	
				[illegible] ± 14	886,75±0,14	

[illegible]ДЕРЖАНИЕ

[illegible] ИССЛЕДОВАНИЯ ПО β — γ-СПЕКТРОСКОПИИ